THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Marcel BANNER

PREMIÈRE THÈSE

Mesures des sections efficaces différentielles $\pi^{\pm}$ p à 410 MeV et 490 MeV vers l'avant

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 27 Janvier 1967 devant la Commission d'examen

MM.	A. BERTHELOT	Président
	R. NATAF	Examinateurs
	A. LAGGARIGUE	

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

UNIV. LEIDEN BIBL.

PAR

Marcel BANNER

PREMIÈRE THÈSE

Mesures des sections efficaces différentielles $\pi^{\pm}$ p à 410 MeV et 490 MeV vers l'avant

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 27 Janvier 1967 devant la Commission d'examen

MM.	A. BERTHELOT	Président
	R. NATAF	Examinateurs
	A. LAGGARIGUE	

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

PROFESSEURS

Janvier 1966

Le Doyen ..... M. ZAMANSKY

MM.	PRENANT	T Anatomie et histologie comparée
	GRASSE	T Evolution des êtres organisés
	PREVOST	T Chimie organique
	WYART	T Minéralogie et cristallographie
	TEISSIER	T Zoologie
	AUGER	T Physique quantitative et relativité
	MONNIER	T Physiologie générale
	PIVETEAU	T Paléontologie
	ROCARD	T Physique E.N.S.
	CARTAN	T Mathématiques E.N.S.
	LAFFITTE	T Chimie générale
	N...	T Géométrie supérieure
	COULOMB	T Physique du globe
Mlle	COUSIN	T Biologie animale SPCN
MM.	CHRETIEN	T Chimie minérale
	BOCQUET	T Zoologie
	KASTLER	T Physique E.N.S.
	EPHRUSSI	T Génétique
	GAUTHERET	T Biologie végétale CPEM
	LUCAS R.	T Recherches physiques
	THOMAS A.	T Biologie cellulaire
	MORAND	T Physique enseignement
	SOLEILLET	T Physique CPEM
	FORTIER	T Mécanique expérimentale des fluides
	DRACH	T Zoologie
	QUENEY	T Météorologie et dynamique de l'atmosphère
	GALLIEN	T Embryologie
	EICHHORN	T Botanique
	DE CUGNAC	T Biologie végétale SPCN
Mlle	CAUCHOIS	T Chimie physique
MM.	THELLIER	T Physique du globe
	PONCIN	T Mécanique générale
	DUBREIL	T Arithmétique et théorie des nombres
	QUELET	T Chimie organique
	CAGNIARD	T Géophysique appliquée
	CHAMPETIER	T Chimie macromoléculaire
	CUVILLIER	T Micropaléontologie
	JUNG	T Géologie
	TRILLAT	T Microscopie et diffraction électronique
	WIEMANN	T Chimie organique et structurale
	VASSY	T Physique de l'atmosphère
	DESTOUCHES	T Théorie physique
	AMIEL	T Chimie générale
	HOCART	T Minéralogie et cristallographie
	MATHIEU J.-P.	T Physique optique
	COUTEAUX	T Cytologie
	CHOQUET	T Théorie des fonction et topologie
	FELDMANN	T Biologie végétale marine
	JOST	T Physiologie comparée
	FORTET	T Calcul des probabilités et physique mathématiques
	SCHWARTZ	T Calcul différentiel et intégral
	CHOUARD	T Physiologie végétale
	MALAVARD	T Aviation (technique aéronautique)
	BRELOT	T Analyse supérieure
	NORMANT	T Synthèse organique
	BENARD	T Chimie appliquée
	DUGUE	T Statistique mathématique
	SOULAIRAC	T Psychophysiologie
	ULRICH	T Physiologie végétale appliquée
	KIRRMANN	T Théories chimiques
	CHADEFAUD	T Botanique
Mlle	LE BRETON	T Physiologie de la nutrition
MM.	LELONG	T Application de l'analyse à la géométrie
	DEVILLERS	T Anatomie et histologie comparées
	EHRESMANN	T Topologie algébrique
	FRANÇON	T Physique SPCN
	GLANGEAUD	T Géographie physique, géologie dynamique
	DODEMENT	T Mathématiques MGP
	PISOT	T Technique mathématique de la physique
	ROCH	T Géologie
	SCHATZMANN	T Astrophysique
	TERMIER	T Géologie générale
	ZAMANSKY	T Mathématiques générales
	LENNUIER	T Physique M.G.P.
	ROUTHIER	T Géologie appliquée
Mme	TONNELAT	T Physique théorique
Mme	DIXMIER	T Mathématiques M.P.C.
	SOUCHAY	T Chimie générale
	AIGRAIN	T Electrotechnique
	BRUSSET	T Chimie systématique
	LEVY	T Physique théorique des hautes énergies
Mme	CHAIX	T Chimie biologique
MM.	HUREL PY	T Biologie végétale CPEM
Mme	PANNETIER	T Chimie générale I
	BRUN	T Mécanique des fluides I
Mme	DUBREIL	T Mathématiques (Agrégation)
MM.	LELONG	T Mathématiques II E.N.S.
MM.	BELLAIR	T Géologie S.P.C.N.
	COTTE	T Physique électricité
	DUBOIS J.E.	T Chimie organique physique
	LAMOTTE	T Zoologie E.N.S.
	OLMER	T Energétique générale
	GAUTHIER	T Mécanique appliquée
	BARCHEWITZ	T Chimie physique
	BROSSEL	T Physique atomique
	BUSER	T Physiologie comparée
	CAMUS	T Physiologie végétale
	CURIEN	T Minéralogie et cristallographie
	POSSOMPES	T Zoologie
	PULLMANN	T Chimie quantique
	TEILLAC	T Physique nucléaire et radioactivité
	VILLE	T Econométrie
	WILLEMART	T Chimie CPEM
	FREYMANN	T Recherches physiques
	ROLLET	T Chimie minérale
Mlle	JOSIEN	T Chimie SPCN
MM.	CHEVALLEY	T Géométrie algébrique et théorie des groupes
	GERMAIN	T Mécanique théorique des fluides
	LUCAS G.	T Géologie
	ALLARD	T Chimie physique
	BERTHELOT	T Physique des particules fondamentales
	BRICARD	T Météorologie
Mme	ALBE-FESSARD	T Psycho-physiologie
MM.	JULIA M.	T Etude des molécules naturelles complexes
	MAGAT	T Physico-chimie des rayonnements
Mlle	QUINTIN	T Electrochimie
MM.	MONOD	T Chimie du métabolisme
	DE POSSEL	T Analyse numérique
	CHARLOT	T Chimie analytique
	CHATELET	T Chimie CPEM
	MATTLER	T Physique SPCN
	BOUISSIERES	T Radiochimie
Mme	COUTURE	T Thermodynamique et mécanique physique
MM.	FRANC	T Biologie animale CPEM
	SCHNELL	T Botanique tropicale
	STOLKOWSKI	T Physiologie générale
	ACHER	T Chimie biologique
	BAUDOIN	T Biologie animale CPEM
	BEAUMONT	Biologie animale SPCN
	BLAMONT	Géophysique ionosphère
	BOURFAU	T Botanique
	CURIE D.	Physique MGP
	DURAND DELGA	T Géologie
	HELLER	T Physiologie végétale
	TORTRAT	T Calcul des probabilités
	CAILLEUX	T Géologie SPCN
	MAGNAN	Physique électricité
	DAUDEL	T Mécanique ondulatoire
Mlle	FOURCROY	Biologie végétale SPCN
Mme	CHOQUET	Mécanique analytique et mécanique céleste
	BRUHAT	
Mlle	VEIL	T Physiologie générale
MM.	LWOFF	T Microbiologie
	SIESTRUNCK	T Mécanique physique et expérim.
	CABANNES	T Mécanique générale
	CAIRE	T Géographie physique et géologie dynamique
	COMOLET	Mécanique des fluides
	DELLOUE	T Physique de l'exosphère
	HOUILLON	Biologie animale CPEM
	OLIVIER	Anthropologie
	SAMUEL	T Mathématiques (ENS jeunes filles)
	THIRY	T Mécanique céleste
	ABELES	T Physique SPCN
	AMAT	T Thermodynamique
	AUBOIN	T Géologie
Mme	BENOIT-GUEUTAL	T Physique nucléaire et radioactivité
MM.	BOUGIS	Biologie végétale marine - Villefranche-sur-Mer
	RIGAUDY	T Chimie SPCN
	COLLONGUES	Chimie CPEM
	DUBERT	Biochimie
	NOZIERES	Physique générale
	CADIOT	Chimie organique
	IVANOFF	Océanographie physique
	FRANÇOIS	Zoologie
	TALBOT	Génie chimique
Mme	NOUGAREDE	Botanique
MM.	BRUHAT	T Mathématique MPC
	FOURNET	Electricité générale
	DEHEUVELS	T Mathématiques propédeutique
	FURON	T Géologie SPCN
Mme	GANS	T Génétique
MM.	GENEVES	Biologie végétale CPEM
	HUPE	T Pétrographie
	HOLLANDE	T Biologie générale
	LIONS	T Analyse numérique
	MAITTE	T Chimie organique
	NICOLAS	Géologie appliquée
	PANIGEL	Biologie générale
	RAVIER	T Pétrographie
	MOREL F.	T Physiologie comparée
	ROSEAU	T Mécanique théorique des fluides
	ROUBINE	Electronique E.S.E.
	SILBER	T Chimie CPEM
	UEBERSFELD	T Electronique
	YVON	T Théories physiques
	HERVE	T Mathématiques
Mme	PECKER-WIMEL	T Astrophysique
MM.	BALKANSKI	Physique M.P.C.
	LE CORRE	T Electricité
	NATAF	T Physique nucléaire et radioactivité
	ECHALIER	Biologie animale CPEM
	BARRAUD	T Physique CPEM
	DARS	Géologie structurale et appliquée
	CAMEFORT	T Botanique (agrégation)
	VICHNIEWSKY	T Mécanique industrielle
	SIGWALT	T Chimie SPCN
	BLAQUIERE	Electronique
	BARUCH	Physique propédeutique
	ARNOUS	T Physique théorique
	SLONIMSKI	Génétique
	MALLIAVIN	T Mathématiques propédeutique
	GAUDEMAR	Chimie propédeutique
	BROUSSE	T Mécanique théorique
	ROSCH	T Astronomie
	GUY	T Physique expérimentale
	LAZARD	Mathématiques MPC
	MOREL P.	Physique MPC
	ARSAC	Programmation
	LEFEBVRE	Chimie MPC
	BOK	Physique propédeutique
	CHAPEVILLE	Biochimie
	BENOIT	Physique CPEM
	RIO	Chimie CPEM
	JAUZEIN	Géologie ENS
	PREVOST G.	Biologie végétale CPEM
	FAVARD P.	Biologie animale CPEM
Mme	CHARNIAUX-COTTON	Evolution des êtres organisés
Mlle	FICINI	Chimie CPEM
MM.	LEQUEUX	Astronomie
	COHEN-TANNOUDJI	Physique atomique
	TAVERNIER	Physique CPEM
	DURAND Michel	Biologie animale SPCN
	PASCAUD	Physiologie
Mme	PETIT	Biologie animale CPEM
MM.	CAGNAC	Physique agrégation
	FALK-VAIRANT	Physique nucléaire
	KRASNER	T Mathématiques
	BENZECRI	T Statistiques
	VINH MAU	Physique M.G.P
	DUQUESNES	Physique CPEM
	SCHUTZEN-BERGER	Programmation
	TREMILLON	Chimie MPC
	FAYARD	Chimie MPC
	BUVET	Chimie CPEM
	AUTHIER	Physique MPC
	PICINBONO	T Physique CPEM
	BONNEFILLE	Electrotechnique
Mme	PUISEUX DAO	Biologie végétale

Secrétaire général .... R. POULLAIN

UNIVERSITÉ DE PARIS — FACULTÉ DES SCIENCES D'ORSAY

PROFESSEURS

Janvier 1966

MM.	MANGENOT G.	T Biologie végétale
	JACQUINOT P.	T Optique
	GUINIER A.	T Electricité et physique des solides
	GRIVET P.	T Electronique
	BLANC-LAPIERRE A.	T Accélérateur linéaire
	L'HERITIER P.	T Génétique des virus
	LEMEE G.	T Ecologie végétale
	MOYSE A.	T Physiologie végétale
	DODE M.	T Chimie thermodynamique
	DENY J.	T Mathématiques
	RIVIERE A.	T Géologie générale et sédimentologie
	MICHEL A.	T Chimie minérale
	MAY R.	T Anatomie comparée
	DELANGE H.	T Mathématiques
	CHAPELLE J.	T Physique expérimentale
	LACOMBE P.	T Métallurgie
	BENOIT P.	T Physiologie générale
	GUINOCHET J.	T Biologie végétale SPCN
	NERON A.	T Mathématiques
	NOZERAN R.	T Botanique approfondie
	CASTAING R.	T Thermodynamique
	ELLENBERGER F.	T Géologie structurale
	LEDERER E.	T Chimie biologique
	RIZET J.	T Génétique
	LENDER T.	T Biologie animale SPCN
	POITOU G.	T Mathématiques
	FREON P.	T Chimie organique
	TONNELAT	T Biologie physico-chimique
	BRUNN Jan	T Géologie historique
	JEAN M.	T Physique nucléaire
	BERGERARD J.	T Zoologie
	ROGER J.	T Paléontologie
	LEFORT M.	T Chimie nucléaire
	LAGARRIGUE A.	T Physique des hautes énergies
	JULLIEN J.	T Chimie structurale organique
	ARNULF A.	T Optique
	ROUAULT M.	T Diffraction électronique
	MARECHAL A.	T Optique théorique et appliquée
	MAZET R.	T Mécanique générale
	DAVID Serge	T Chimie agrégation
	GUERIN H.	T Chimie des gaz et des combustibles
	LESIEUR L.	T Mathématiques MPC et algèbre
	KOURGANOFF	T Astronomie
	ARNOULT P.	T Physique électronique
	KAHANE J.-P.	T Mathématiques
	BROCHARD J.	T Physique propédeutique
Mme	ROIZEN	T Physique C.P.E.M.
MM.	BERTEIN F.	T Electronique
	MALGRANGE B.	T Mathématiques
	CORABŒUF E.	T Physiologie animale
	FRIEDEL J.	T Physique des solides
	CHEVAUGEON J.	T Cryptogamie
	MEYER P.	T Physique théorique et atomique
	LEHMANN P.	T Accélérateur linéaire
	CHABBAL R.	T Physique propédeutique
	DELCROIX J.-M.	T Physique des plasmas
	CERF J.	T Mathématiques
	D'ESPAGNAT B.	T Physique théorique
	SCHAEFFER P.	T Microbiologie
	DE GENNES P.	T Physique des solides
Mme	MARTY N.	Physique propédeutique
MM.	GOURDIN M.	Physique théorique
	PEREZ-Y-JORBA	Physique propédeutique
	GORENFLOT E.	Biologie végétale SPCN
	RIOU M.	Physique nucléaire
	BROUSSE R.	Géologie SPCN
	LIORET C.	Physiologie végétale
	CLAUSER H.	Chimie biologique
	JANCOVICI B.	Physique atomique
	LURCAT J.	Physique propédeutique
	LE BERRE J.	Entomologie
	LAVOREL J.	Biophysique
	PERIO P.	Physique propédeutique
	FETIZON M.	Stéréochimie
	CHEMLA M.	Chimie des isotopes
	MAZIERES C.	Chimie SPCN
	VILKAS M.	Chimie CPEM
	BLANDIN A.	Physique des solides
	BRUN G.	Génétique
	MERCOUROFF ANDRE J.	Physique agrégation
	CHEVALLIER F.	Microscopie électronique
		Physiologie animale
Mlle	MARCOU	Biologie cellulaire CPEM
MM.	BOURDU R.	Physiologie végétale
	BERKALOFF A.	Biologie animale CPEM
Mlle	LEFORT M.	Biologie cellulaire CPEM
Mme	LAMBERT	Physique CPEM
MM.	BIZOT J.-C.	Physique MPC
	GUIRAUD J.-P.	Mécanique
	LABOUESSE B.	Chimie SPCN

Ce travail a été effectué dans le groupe des Compteurs (SEE) du Département de Physique des Particules Elémentaires (DPhPE), sous la direction de Monsieur le Professeur A. BERTHELOT, que je tiens à remercier de l'intérêt bienveillant qu'il a témoigné tout au long de ce travail.

Je veux également exprimer ma reconnaissance à MM. J.F. DETOEUF, L. van ROSSUM et G. VALLADAS pour les conseils et les facilités qu'ils m'ont accordés dans la préparation de ce travail.

Je remercie M.J. CHEZE, Mme M.L. FAYOUX, MM. J.H. HAMEL, J.P. MERLO, J. MOVCHET, J. TEIGER et J. ZSEMBERY pour leur collaboration dans la préparation et la réalisation de cette expérience. Je tiens à remercier également MM. AUTONES, COUTUREAU, POTASZKIN qui ont participé à la réalisation de l'appareillage et qui en ont assuré le fonctionnement.

MM. GOLDWASSER, MICHAU, et MULLIE ont réalisé l'appareil de dépouillement automatique, MM. KASHA et RIOLS ont participé à la programmation. Je tiens à remercier cette équipe qui a permis de mener a bien le dépouillement automatique sans lequel cette expérience n'aurait pas été possible.

En Monsieur PRUGNE, je remercie tous ses collaborateurs du groupe des Techniques Nucléaires qui ont assuré la fabrication des scintillateurs, de la cible à hydrogène et des chambres à étincelles, ainsi que leur bon fonctionnement.

Je veux particulièrement remercier MM. BAREYRE et BRICMAN pour l'aide qu'ils m'ont apportée dans l'analyse des résultats.

Je remercie Monsieur R. LEVY-MANDEL et ses collaborateurs du Département de Saturne qui ont assuré le bon fonctionnement du Synchrotron et des aimants d'analyse.

Madame LEBEY et mademoiselle DURAND se sont chargées de la préparation de ce texte; je tiens à les remercier de leur aide et de leur amabilité.

TABLE DES MATIERES

Pages

INTRODUCTION 1

I - DISPOSITIF EXPERIMENTAL 3
1) Introduction 3
2) Appareillage 5
3) Faisceau 6
4) Cible à hydrogène 6
5) Electronique 6
a) Comptage des pions incidents 6
b) Sélection des événements désirés 9
c) Logique de prise de vue 9
6) Chambres à étincelles 9
7) Optique et prise de vue 12

II - ANALYSE DES RESULTATS 14
1) Introduction 14
2) Détermination du nombre d'événements 15
a) Mesure de la position des étincelles 15
b) Reconstitution des trajectoires des particules diffusées 17
c) Critères de sélection des événements 18
d) Présentation des résultats 19
3) Calcul de l'angle solide $\Delta\Omega$ 19
4) Mesure du nombre de pions incidents 20
5) Effet cible vide 20
6) Correction des résultats expérimentaux 21
a) Rediffusion dans la cible à hydrogène 21
b) Interaction dans l'air et les compteurs 21
c) Désintégration des pions dans l'aimant d'analyse 21
d) Efficacité de l'appareil de mesure (Ariane) 22
7) Résultats expérimentaux 22
8) Limitation des mesures vers l'avant 24

III - ANALYSE EN DEPHASAGE DES RESULTATS EXPERIMENTAUX 25
1) Formalisme 25
2) Méthode de recherche des déphasages 27
a) Détermination du moment angulaire maximal 27
b) Minimum de données expérimentales nécessaires pour espérer une solution unique 28
c) Recherche des solutions 29
d) Analyse en déphasage à 410 MeV et 490 MeV 30
3) Résultats 30

4) Discussion des résultats 31
5) Prédictions 31
6) Comparaison aux relations de dispersion vers l'avant 36
7) Comparaison à d'autres analyses en déphasages 36
a) Méthode de ROPER 39
b) Prédictions théoriques de D.H.L. 39
c) Analyse de ADLL 39
8) Utilisation des relations de dispersion de l'amplitude du spin-flip 39

APPENDICE 1 : Calcul des trajectoires dans l'aimant d'analyse 45

APPENDICE 2 : Polarisation du nucléon dans les collisions élastiques pion-nucléon .. 48

REMERCIEMENTS 50

REFERENCES 51

INTRODUCTION

Un ensemble de mesures expérimentales [1, 2, 3] précises et d'études théoriques [4] ont permis d'obtenir une meilleure connaissance de l'interaction pion-nucléon dans le domaine d'énergie s'étendant de 300 MeV à 1000 MeV.

La méthode phénoménologique pour connaître les ondes partielles importantes est l'analyse en déphasage. Ce moyen avait été mis en œuvre pour l'étude de l'interaction pion-nucléon jusqu'à 200 MeV depuis fort longtemps. Pour établir que la résonance observée à 200 MeV avait pour nombres quantiques $3/2^+$, l'ambiguité à laquelle les analyses en déphasages mènent en général, avait été levée par les relations de dispersion vers l'avant pour l'amplitude de spin-flip B. Au delà de 300 MeV, les processus inélastiques apparaissent et le nombre de paramètres d'une analyse en déphasage en est doublé; d'autre part, le nombre d'ondes partielles augmente également avec l'énergie et on pouvait penser que le problème était insoluble. Toutefois, les mesures de polarisation du nucléon de recul dans un grand domaine angulaire sont plus faciles à atteindre dans le domaine de 300 MeV à 1000 MeV, car le nucléon de recul a une impulsion moyenne comprise entre 300 et 700 MeV/c où le pouvoir analyseur du carbone est élevé (de l'ordre de 0,5). Le développement des cibles polarisées a également permis la mesure d'un grand nombre de distributions de polarisation du nucléon.

Des analyses en déphasages ont été menées à bien par BAREYRE et al [5] et AUVIL et al [6]. Aux différentes énergies, les deux auteurs n'ont pas de solution unique. Par des arguments de continuité à partir des données à basses énergies, BAREYRE et al [5] ont publié une variation des déphasages dont les caractéristiques sont un certain nombre de nouvelles résonances de baryons non étranges. Leurs caractéristiques sont résumées ci-dessous :

P_{11} de masse 1450 MeV et de largeur 200 MeV
S_{11} de masse 1700 MeV et de largeur 300 MeV
D_{11} de masse 1688 MeV et de largeur 100 MeV
S_{31} de masse 1690 MeV et de largeur 230 MeV

Les résultats de AUVIL et al [6] sont en bon accord avec ceux de BAREYRE et al. AUVIL et al [6] ont utilisé les relations de dispersion en ondes partielles pour fixer les ondes de moment angulaire élevé. En pratique le fait de fixer les moments angulaires élevés revient à lever la plupart des ambiguités. Le développement des amplitudes de transition en ondes partielles $f = (2\ell + 1) \times P_\ell(\cos\theta)$

montre que l'effet d'une onde partielle est proportionnel à son moment angulaire. Par ailleurs, la fonction P_ℓ (cos θ) pour ℓ grand a des valeurs importantes lorsque cos θ est voisin de 1. Ceci conduit à penser que les sections efficaces différentielles au voisinage de cos $\theta = 1$ doivent refléter la présence des ondes partielles de moment angulaire élevé. De plus, au voisinage de cos $\theta = 1$, l'interférence entre l'interaction nucléaire et l'interaction coulombienne conduit à des informations sur la partie réelle de l'amplitude de diffusion vers l'avant.

La détermination de la variation des ondes partielles avec l'énergie s'obtient par des arguments de continuité avec les déphasages connus jusqu'à 300 MeV. Ceci nous a conduit à mesurer la section efficace différentielle élastique $\pi^+ p$ et $\pi^- p$ à 410 MeV et 490 MeV vers l'avant. A ces deux énergies des mesures de polarisation du nucléon de recul existent [1] ainsi que des sections efficaces différentielles dans un domaine angulaire dans le centre de masse compris entre 60° et 180°. Cet ensemble de données expérimentales permet de mener à bien une analyse en ondes partielles.

Chapitre I

DISPOSITIF EXPERIMENTAL

1 - INTRODUCTION

Deux méthodes expérimentales permettent de mesurer la section efficace différentielle des réactions élastiques.

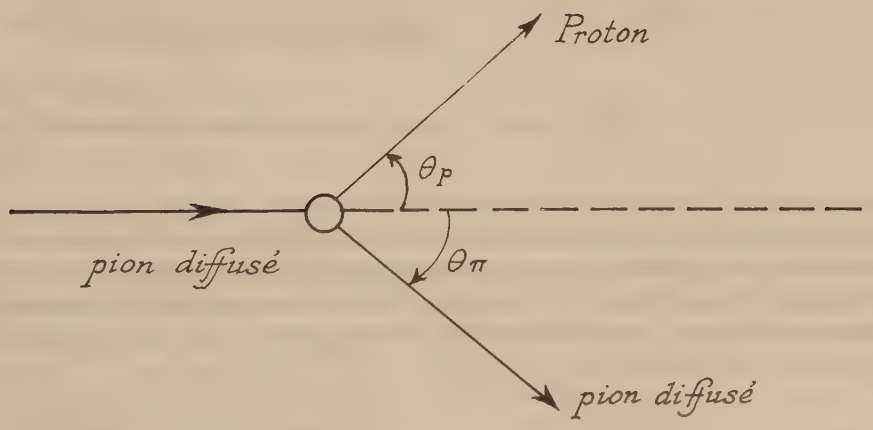


Fig. 1

La première méthode est basée sur le fait que les impulsions du pion incident, du pion diffusé et du proton de recul sont dans un même plan. En outre, les angles θ_p et θ_π d'émission du proton et

du pion diffusé sont correlés. Pour caractériser un choc élastique il suffit donc de détecter en coïncidence le proton et le pion diffusé aux angles conjugués θ_p et θ_π. Par cette méthode, des expériences faites par un groupe de Berkeley [7] et une collaboration Berkeley-Saclay [3] ont mesuré des sections efficaces différentielles de 370 à 1400 MeV. Ce type de mesure exige la détection des deux particules de recul. Or lorsque le pion est diffusé à faible angle, le proton de recul est émis à un angle θ_p de l'ordre de 90° et son énergie est suffisamment faible pour qu'il ne sorte pas de la cible. Dans l'expérience de la collaboration Berkeley-Saclay [3], l'angle limite dans le laboratoire était de 40°.

La seconde méthode est une mesure de masse manquante, elle n'utilise que l'information provenant du pion diffusé et la limitation vers l'avant disparait. Elle consiste à déterminer l'impulsion p_π et l'angle d'émission θ_π du pion diffusé.

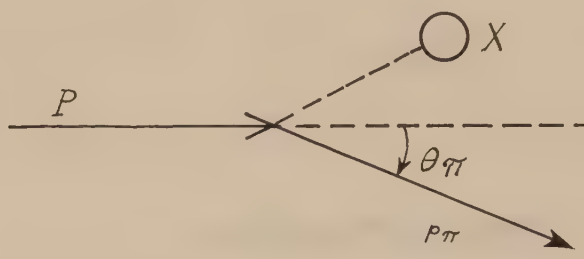


Fig. 2

L'impulsion P du pion incident étant connue, il est possible de déterminer la masse X qui doit être associée au pion diffusé pour satisfaire à la conservation de l'impulsion-énergie. Lorsque cette masse est égale à la masse du proton, la diffusion est élastique. Si P désigne l'impulsion du pion incident, M et μ les masses du proton et du pion, la masse X est donnée par :

$$X = \sqrt{(W - E)^2 - P_X^2}$$

où $W = \sqrt{P^2 + \mu^2} + M$ (énergie totale dans le laboratoire)

$E = \sqrt{P_\pi^2 + \mu^2}$ (énergie totale du pion diffusé)

$P_X^2 = (P^2 + p_\pi^2 - 2P\, p_\pi \cos\theta)$ (impulsion transférée à la masse X)

La détermination de W impose la connaissance de l'impulsion du pion incident. Cette impulsion est définie par les aimants du faisceau de pions. Le terme E nécessite la mesure de l'impulsion p_π du pion diffusé. Cette impulsion est déterminée par la déflection de la particule dans un champ magnétique. Le troisième terme s'obtient en mesurant, en plus des grandeurs précédentes, l'angle entre le pion incident et diffusé. L'appareillage décrit au paragraphe suivant permet, pour chaque événement, de déterminer ces trois quantités.

2 - APPAREILLAGE

La figure 3 indique la disposition générale de l'expérience :

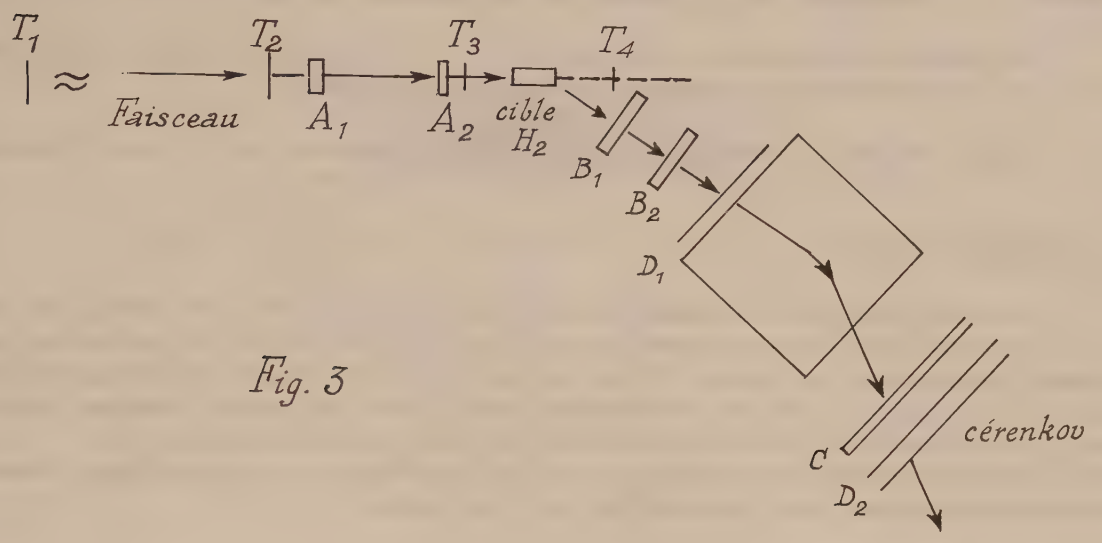


Fig. 3

A_1 et A_2 désignent deux chambres à étincelles qui localisent la direction de la particule incidente. Les chambres à étincelles B_1 et B_2 localisent la particule diffusée après la collision dans la cible. Les chambres B ont deux fonctions, la première est de déterminer l'angle θ_π de diffusion, la seconde est de mesurer l'angle d'entrée de la particule dans l'aimant. La chambre C définit la position et l'angle de sortie de la particule diffusée par rapport à l'aimant.

Un système de compteurs à scintillations sélectionne les événements pour lesquels les chambres sont déclenchées.

Les conditions de déclenchements sont :

a) la particule incidente est un pion ;
b) la particule a interagi dans la cible ;
c) la particule diffusée a traversé l'aimant.

La particule incidente est sélectionnée par trois compteurs à scintillation T_1 T_2 T_3. C_1 est un compteur Cérenkov à gaz [3] à basse pression, qui permet d'éliminer les électrons. La distance entre T_1 et l'ensemble T_2 T_3 est de l'ordre de 9 m. Ainsi, la différence de temps de vol entre les pions et les protons de 450 MeV, qui est de 30 ns, permet de les séparer. Les compteurs T_1 T_2 T_3 en coïncidence et C_1 en anti-coïncidence définissent les pions du faisceau en éliminant les électrons. Le compteur T_4 placé derrière la cible regarde si la particule a interagi dans la cible. Les compteurs D_1 et D_2 placés respectivement en amont et en aval de l'aimant détectent le passage de la particule dans l'aimant. Ces conditions étant remplies, les chambres sont déclenchées et les traces sont photographiées par une caméra. Le Cérenkov C_2 dont le radiateur est du plexiglas, différencie les pions des protons jusqu'à 1,2 GeV/c. Deux vues orthogonales sont prises pour chaque chambre. Un système

de miroirs plans ramène toutes les vues sur un seul cliché. La figure 4 indique l'implantation exacte des chambres à étincelles et de l'aimant. Un bâti tournant autour du centre de la cible supporte l'aimant, les chambres à étincelles B_1 B_2 et C, les compteurs à scintillation D_1 et D_2 et le compteur Cérenkov C . Cet ensemble mobile constitue ce que nous appelons dans la suite le spectromètre.

Les miroirs correspondant aux chambres B_1 B_2 et C_2 et la caméra sont fixés au support mobile et ainsi le réglage optique de ces chambres est effectué une seule fois.

Chaque position du spectromètre couvre un domaine angulaire de 12° dans le laboratoire.

3 - FAISCEAU (figure 5).

Les pions sont produits en bombardant une cible d'aluminium (10 × 30 × 300 cm) par le faisceau de protons extrait de l'accélérateur saturne. Ces pions émis à 0° de la direction des protons incidents sont analysés en impulsion et focalisés sur la cible à hydrogène par un faisceau à double analyse. Chaque partie du faisceau comporte des quadrupôles et des aimants d'analyse. Un collimateur en plomb placé à l'image intermédiaire définit la bande d'impulsion retenue : $\Delta p/p = 1,5\ \%$. Un tube en aluminium, placé le long du faisceau, et dans lequel régnait un vide de quelques dixièmes de mm de mercure, réduisait la diffusion multiple des pions incidents.

Caractéristiques du faisceau

Intensité du faisceau : 10.000 π^-/par 2×10^{11} protons de 3 GeV dans Saturne

Divergence du faisceau : ± 1°5

Temps de déversement : 200 ms

Contamination en μ : 7 % (voir contamination).

4 - CIBLE A HYDROGENE

La cible est constituée par un réservoir cylindrique de 10 cm de diamètre, terminé par des fenêtres en mylar. L'épaisseur totale des parois de la cible était de 1,5 mm. La longueur utile de la cible était de 34,8 cm.

Pour les mesures de cible vide, un vide de quelques dixièmes de mm de mercure était maintenu dans la cible.

5 - ELECTRONIQUE

Afin de ne pas commettre d'erreur sur la normalisation de la section efficace différentielle, il est essentiel de ne compter les pions incidents que lorsque l'appareillage est en état d'accepter des événements. Or, après avoir déclenché les chambres à étincelles et la caméra, durant un certain temps les chambres et la caméra sont inaptes à fonctionner. Ce temps mort est, en pratique, celui de la caméra, soit 40 ms. Pendant ce temps le comptage des pions incidents est bloqué. Le schéma électronique de l'expérience est donné sur la figure 6. On peut distinguer trois parties :

a) Comptage des pions incidents : le compteur à scintillation T_1, placé à l'image intermédiaire, les compteurs T_2 et T_3 sont en coincidence dans le circuit CC_2. Dans ce circuit, le Cérenkov à gaz

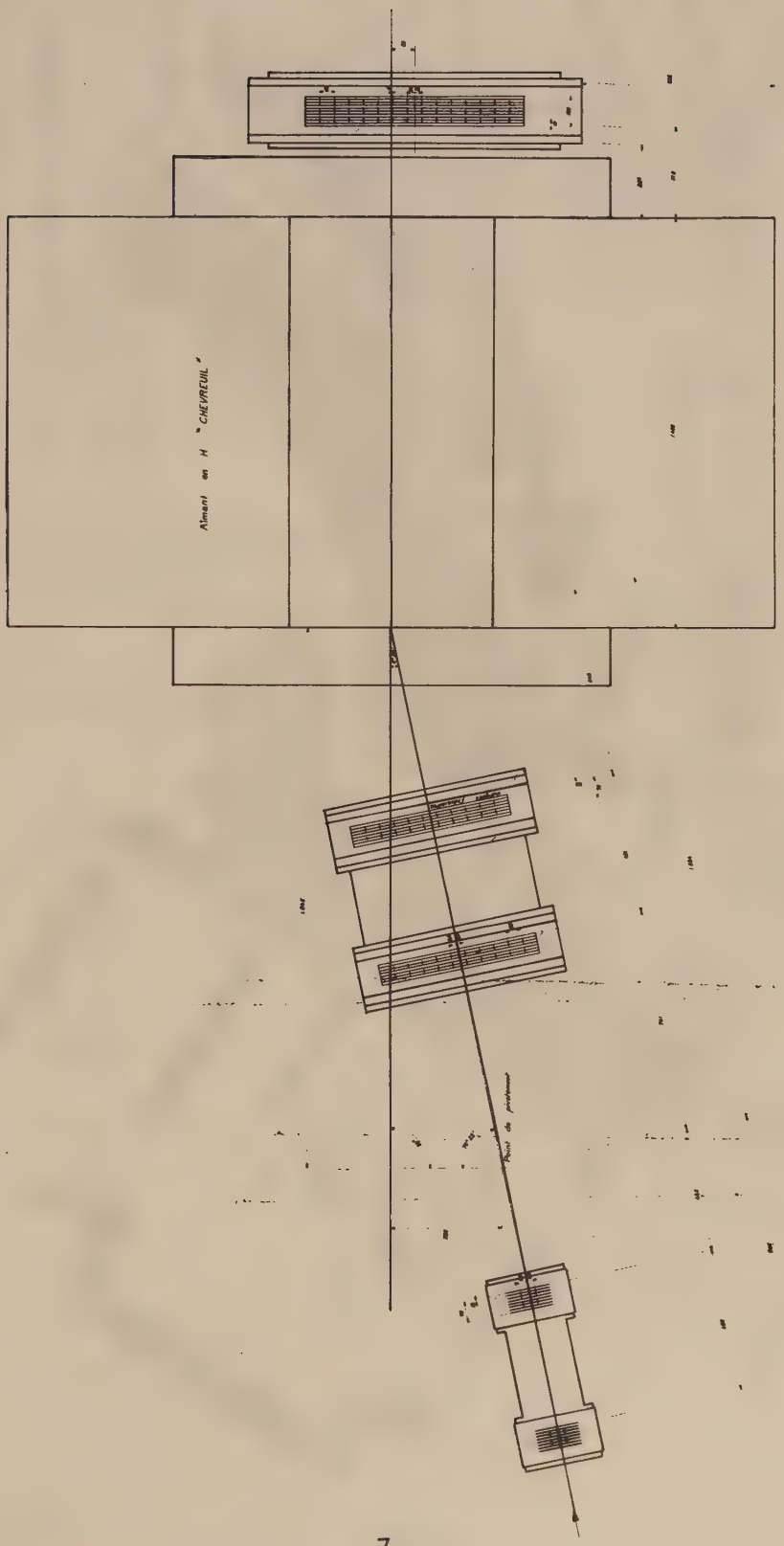


Fig. 4

IMPLANTATION du FAISCEAU

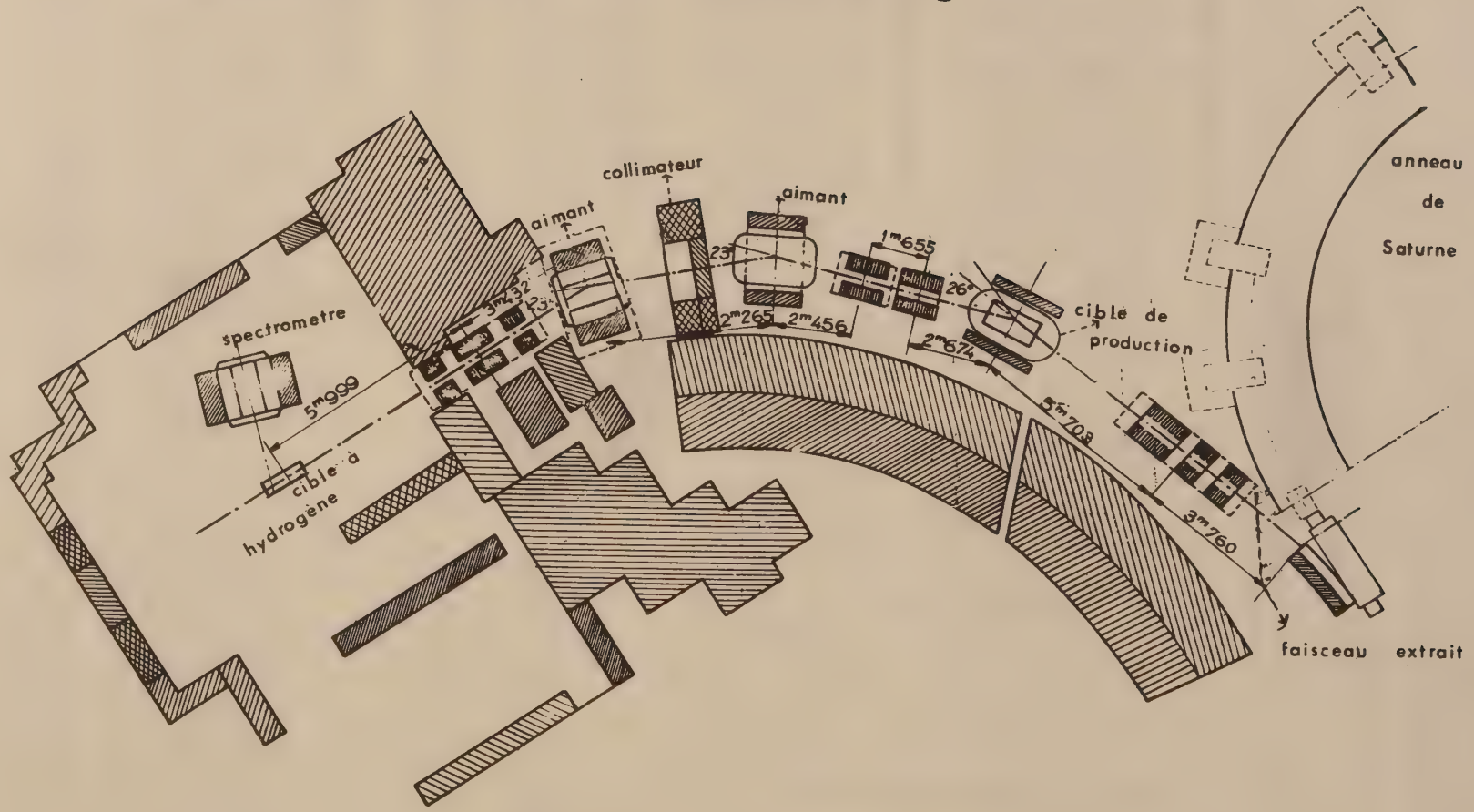
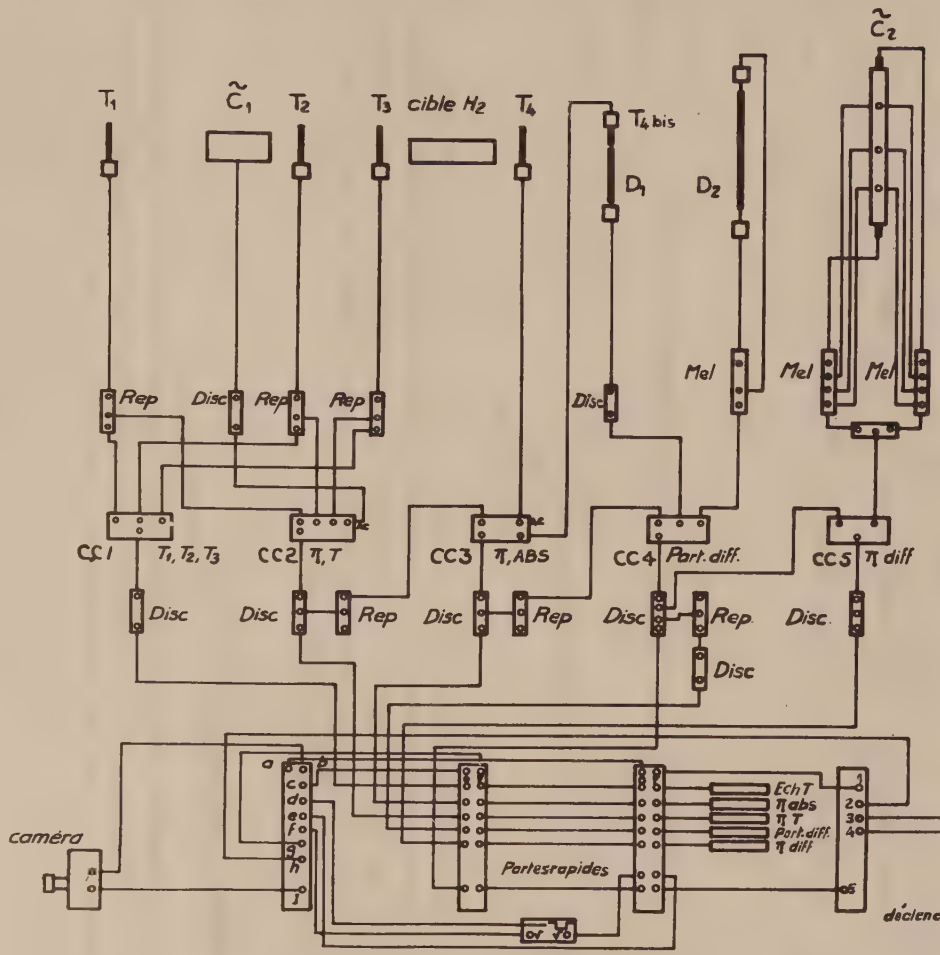


Fig. 5

Schéma électronique de l'experience diffusion pion proton



$T_1, T_2, T_3, T_4, T_{4\,bis}, D_1 D_2$ sont des scintillateurs plastiques

$\tilde{C}_1$ est un Čérenkov à gaz

$\tilde{C}_2$ est un Čérenkov en plexiglass

$\underline{T_1 T_2 T_3}$ Définissent les particules incidentes, e, μ, π, P

$\underline{\tilde{C}_1 T_1 T_2 T_3}$ Définissent les π incidents

$\underline{T \tilde{C}_1 T_4 T_{4\,bis}}$ Définissent les π qui ont interagi dans la cible = ABSorbés

$\underline{ABS + D_1 + D_2}$ Définissent les particules diffusées

$\underline{Par.\ diff + \tilde{C}_2}$ Définissent les π diffusés

a : sortie retour caméra
b : retour caméra
c : ouverture porte rapide
d : début porte echelle
e : porte échelle
f : fin de porte echelle
g : fermeture porte rapide
h : entrée du signal
i : avance caméra

Fig. 6

C_1 est connecté en anticoïncidence de façon à éliminer les électrons du comptage des particules incidentes. Ainsi, la sortie du circuit CC_2 permet de déterminer le nombre de $(\pi + \mu)$ du faisceau.

b) **Sélection des événements désirés** : dans CC_3, la sortie du circuit CC_2 est connectée en coïncidence et le compteur T_4 en anticoïncidence. CC_3 fournit une impulsion lorsqu'une particule est absorbée dans la cible. La sortie de CC_3 est acheminée dans CC_4 où elle se trouve en coïncidence avec les compteurs à scintillation D_1 et D_2. CC_4 définit donc les particules absorbées dans la cible et qui ont engendré une particule diffusée à travers l'aimant. L'impulsion de CC_4 est l'impulsion de déclenchement des chambres. Le compteur Cerenkov C_2 sépare les pions des protons. L'information de C_2 est codée sur le film en coïncidence avec la sortie de CC_4.

c) **Logique de prise de vue** (fig. 6bis) : l'impulsion de déclenchement traverse une porte électronique qu'elle ferme après son passage. Le comptage des particules incidentes, des particules absorbées et des pions diffusés est arrêté par la porte électronique. Lorsque la caméra indique qu'elle est prête à prendre une nouvelle photographie, les portes sont ouvertes. Le fonctionnement des portes était étudié de façon à éviter des événements superposés sur une photographie.

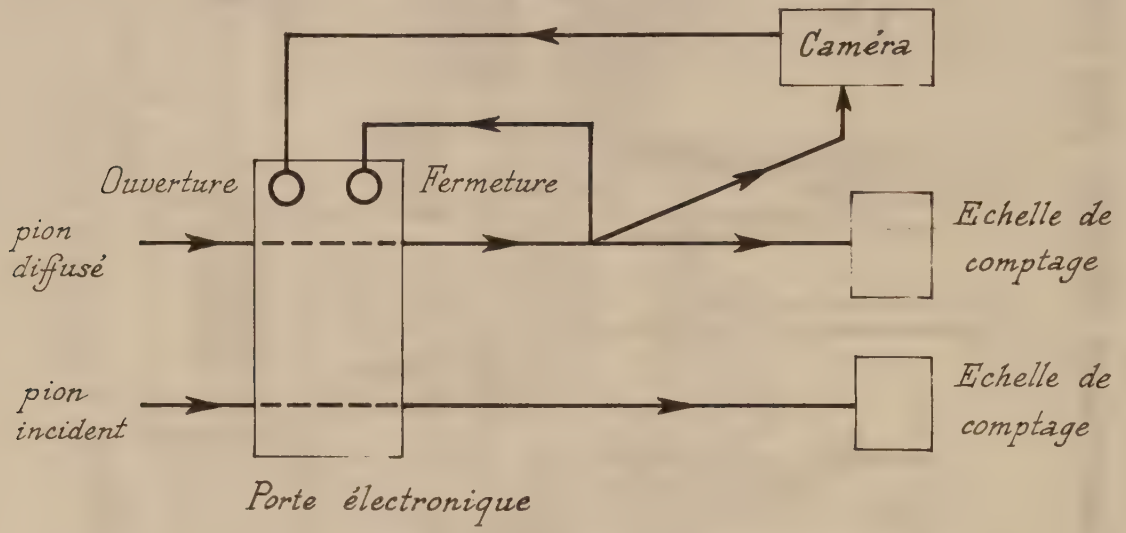


Fig. 6 bis

Au cours de l'expérience, afin d'être certain que le fonctionnement des portes n'introduit pas de biais de normalisation, on testait si le rapport du nombre de pion diffusés au nombre de pions incidents était identique suivant que la porte était en fonctionnement normal, ou ouverte en permanence. Ce rapport est en effet proportionnel à la section efficace différentielle et par suite, ne doit pas dépendre du choix d'évènements photographiés

6 – CHAMBRES A ETINCELLES (fig. 3)

Les chambres A_1 et A_2 sont parallèles. La distance entre A_1 et A_2 est de 50 cm. Il en est de même entre les chambres B_1 et B_2. Le tableau I donne les caractéristiques des chambres.

- Tableau I -

Nom de la chambre	Dimensions des plaques en cm	Distance entre plaques (cm)	Nombre d'inter-valles	Nombre d'inter-valles utiles	Matériau	Epaisseur d'une plaque	Gaz utilisé
A_1	20 × 20	1 cm	9	6	Aluminium	0,3 mm	Hénogal
A_2	20 × 20	1 cm	9	6	Aluminium	0,3 mm	Hénogal
B_1	60 × 40	1 cm	9	6	Aluminium	0,5 mm	Hénogal
B_2	60 × 40	1 cm	9	6	Aluminium	0,5 mm	Hénogal
C	90 × 60	1 cm	12	8	Aluminium	0,5 mm	Hénogal = 65 % Néon 35 % Hélium

Les chambres sont isolées du milieu extérieur par des feuilles de mylar de 0,1 mm d'epaisseur. La tension de fonctionnement des chambres est de 11.000 volts. Après une décharge, un champ de balayage de 100 V élimine les pions positifs résiduels en 10 ms.

Dans ces conditions, la mémoire de la chambre est de 500 ns. Le retard entre l'impulsion de déclenchement et l'instant où la tension s'applique effectivement sur les chambres est de 250 ns. Le schéma de principe du déclenchement d'une chambre est donné sur la figure 7.

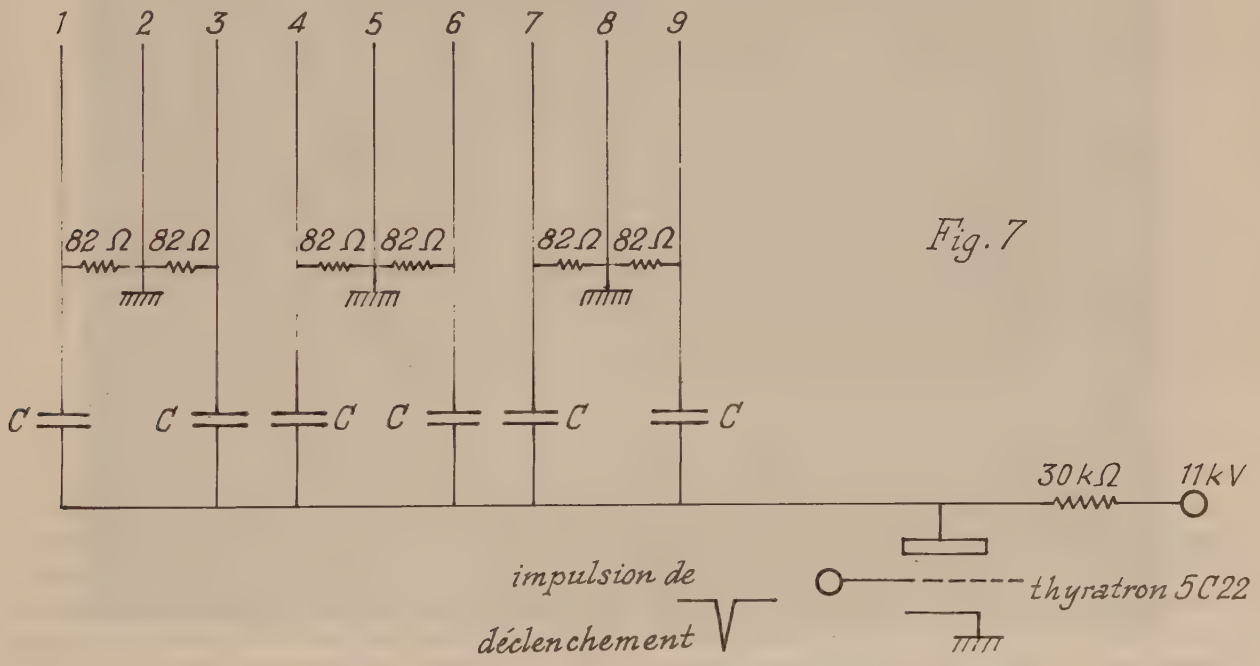


Fig. 7

Les plaques 2, 5, 8 sont à la terre. L'impulsion de déclenchement amorce le thyratron et entraîne la décharge des condensateurs C à la terre à travers les intervalles utiles si une particule ionisante à traversé la chambre. D'après le montage, les intervalles utiles sont : 1-2, 2-3, 4-5, 5-6, 7-8, 8-9. Les intervalles 3-4, 6-7, 8-9 sont inutilisés. Ce sont des intervalles dit morts.

Ainsi, l'énergie emmagasinée dans chaque condensateur est utilisée pour provoquer la décharge dans un seul intervalle utile, les risques d'inéfficacité des chambres dûs à un non parallélisme des plaques sont considérablement diminués.

7 - OPTIQUE ET PRISE DE VUE

La reconstitution des trajectoires dans chaque chambre s'obtient en projetant les étincelles sur deux plans orthogonaux, un plan horizontal et un plan vertical. Chacun de ces deux plans est repéré par rapport à l'axe du faisceau de pions incidents et par rapport au centre de la cible. Ces plans sont formés par des plaques de plexiglas posées sur les chambres. Sur ces plaques, des lignes droites gravées dans le plexiglas matérialisent le milieu des intervalles de la chambre (fig. 8). Une projection prend l'aspect de la figure 9.

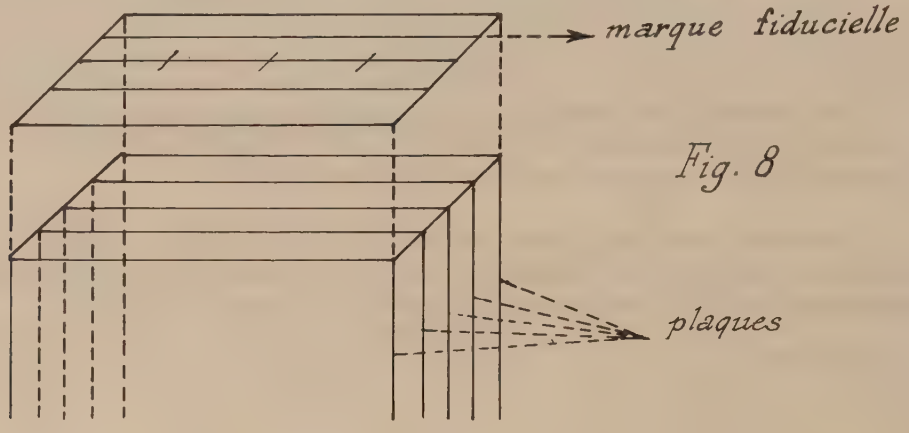


Fig. 8

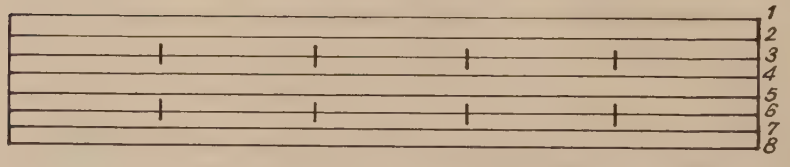


Fig. 9

Les étincelles doivent se trouver à cheval sur les lignes 1,2,4,5,7 et 8. Les lignes 3 et 6 correspondent aux intervalles morts. Aucune étincelle ne peut se trouver sur ces lignes; ces lignes sont mises à profit pour graver des repères fiduciels équidistant de 5 cm. Ces repères servent à étalonner les aberrations optiques du système de prise de vue et de reprojection. Un flash monté à une extrémité de la marque fiducielle permet de photographier la grille. L'impulsion de déclenchement provoque l'amorçage du flash. Les clichés seront dépouillés par un appareil automatisé qui exige des grilles repères ayant cette forme.

Par un jeu de miroirs plans, toutes les vues sont ramenées sur un seul cliché. Optiquement les chambres sont à une distance de 7 m de l'objectif de la caméra. Des lentilles placées sur les marques fiducielles assurent le parallélisme des projections suivant les directions horizontales et

verticales. Les foyers de ces lentilles se situent sur l'objectif de la caméra. Le facteur de réduction du système est de 40. A chaque événement correspond un cliché. Dans les conditions d'utilisation de cette expérience un cliché peut être pris toutes les 40 ms.

La figure 10 représente une photographie. Les grilles de toutes les chambres sont presque parallèles et facilitent ainsi la lecture de la photographie

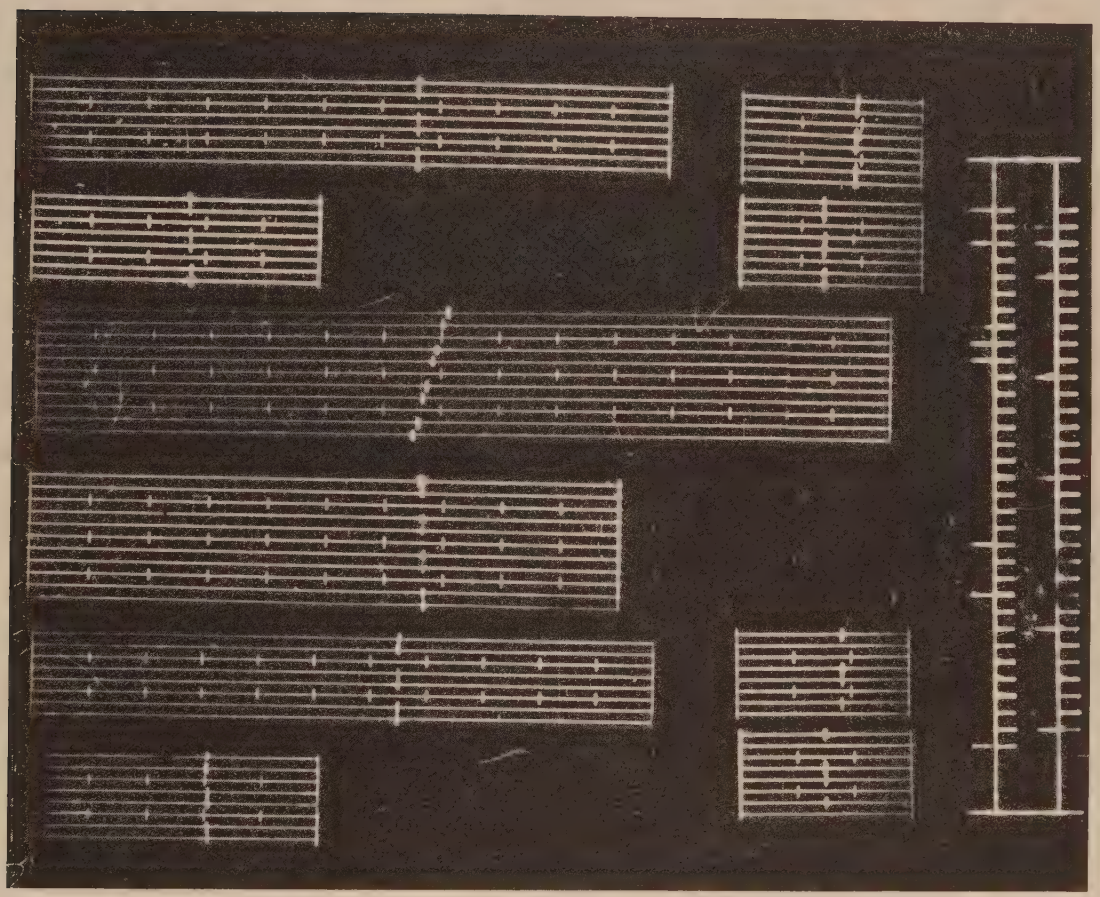


Fig. 10

Chapitre II

ANALYSE DES RESULTATS

1 - INTRODUCTION

La section efficace différentielle élastique dans le laboratoire s'obtient par la formule suivante :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) mb/sr = \frac{N_{ev}}{N_{inc}} \times \frac{1}{N\rho\ell} \times \frac{1}{\Delta\Omega}$$

où

N_{ev} nombre d'événements élastiques

N_{inc} nombre de pions incidents

N nombre d'Avogadro

ρ densité de l'hydrogène liquide

ℓ longueur de la cible

$\Delta\Omega$ est l'angle solide moyen de l'aimant vu de la cible à hydrogène.

La quantité $N\rho\ell$ est déterminée par la cible. La longueur de la cible est de 34,8 cm. La densité de l'hydrogène liquide est 0,07 g/cm^3. La grandeur $N\rho\ell$ vaut alors $1{,}454 \times 10^{24}$ (cm2)$^{-1}$. L'angle solide $\Delta\Omega$ ne dépend que des conditions de géométrie de l'expérience. Le problème d'évaluer la section efficace différentielle peut s'exprimer ainsi : pour un nombre donné de pions incidents, combien d'événements élastiques ont traversé l'aimant d'analyse ?

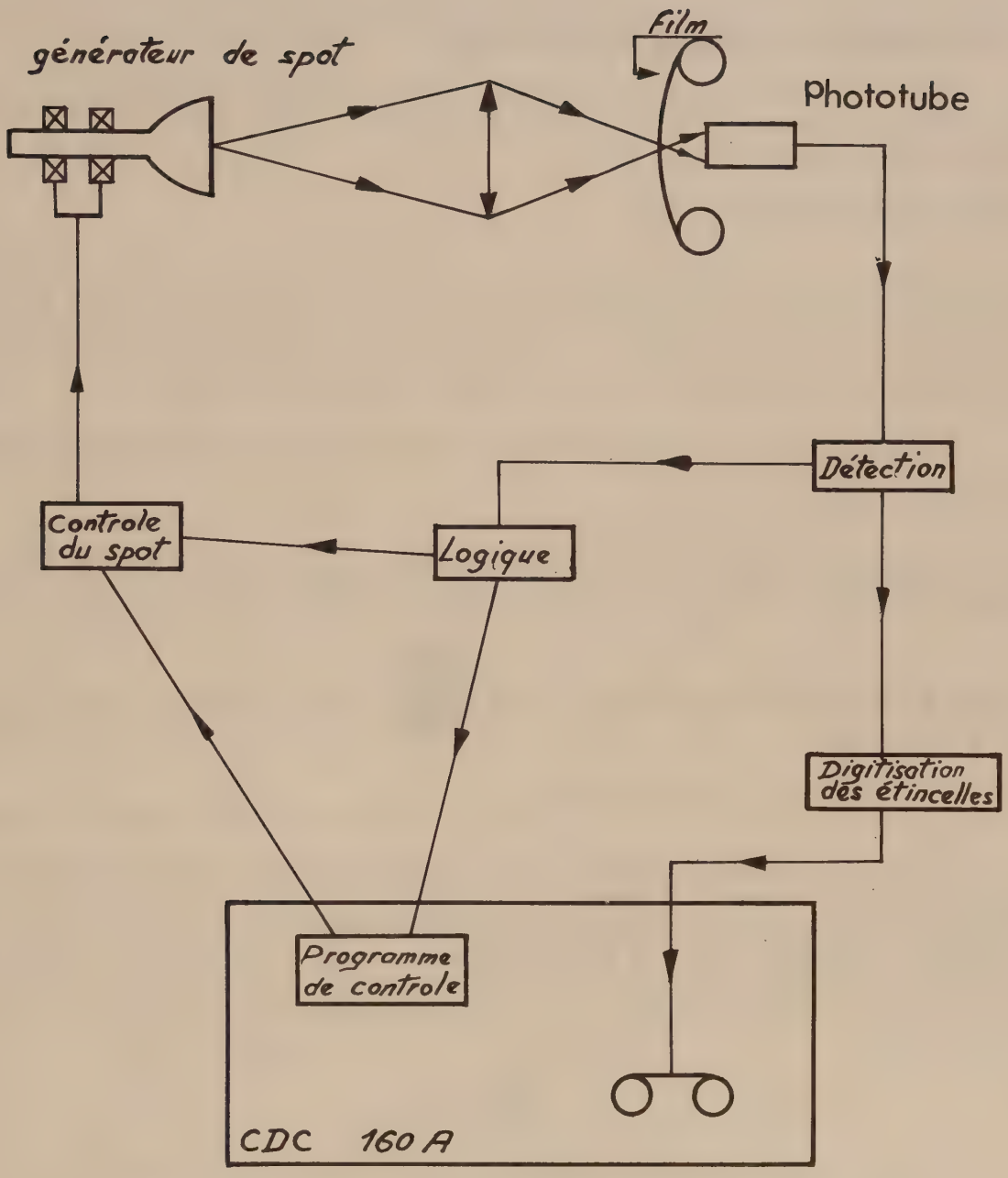

générateur de spot
Film
Phototube
Détection
Controle du spot
Logique
Digitisation des étincelles
Programme de controle
CDC 160 A

Fig. 11

Les trois chapitres suivants seront consacrés à :

- la détermination du nombre d'événements
- le calcul de l'angle solide
- la mesure du nombre de pions incidents.

2 - DETERMINATION DU NOMBRE D'EVENEMENTS

Pour reconnaître la nature d'un événement, il faut en déterminer la cinématique complète. Cette cinématique s'obtient par la position dans l'espace des étincelles créées par le passage des particules dans les chambres.

a) Mesure de la position des étincelles

La mesure des informations contenues sur un cliché est obtenue à l'aide d'un appareil de dépouillement automatique dénommé «ARIANE» [8] construit par le groupe d'électronique du DPhPE du Commissariat à l'Energie Atomique. La figure 10 représente la photographie à analyser. La position des grilles fiducielles est connue dans l'espace. Pour connaître les coordonnées d'une étincelle, il suffit de mesurer sa distance par rapport au début de la ligne de grille fiducielle.

Ariane est un appareil à spot volant. Son fonctionnement est assuré par un calculateur CDC160A et par les informations délivrées par la photo elle-même. Le bloc diagramme de son fonctionnement est indiqué sur la figure 11.

Le générateur de spot est un tube cathodique (Ferranti 5/29 Q M à faible temps de rémanence). L'Image du spot est projetée sur le film. Un photomultiplicateur mesure la transparence du film.

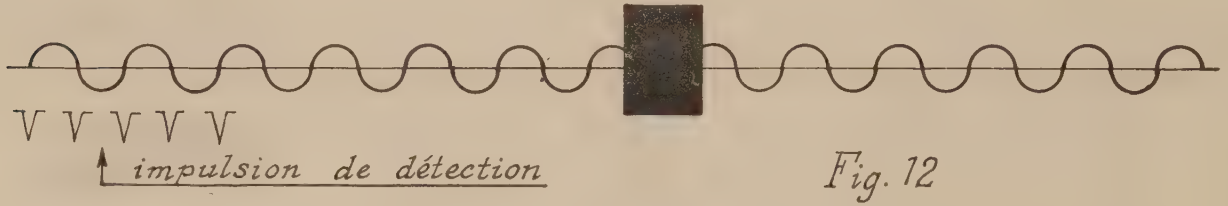


Fig. 12

La figure 12 représente un segment d'une ligne fiducielle avec une étincelle. Le spot a un mouvement uniforme le long de la ligne et un mouvement sinusoïdal dans la direction transverse. L'amplitude totale du mouvement transverse est égale à la largeur d'un intervalle. Sur la photo, le spot décrit une sinusoïde. Lorsque le spot traverse la ligne, le film est opaque et le courant du photo-tube est coupé, et il délivre ainsi une impulsion. Le spot est centré lorsque toutes ces impulsions sont équidistantes et que leur fréquence est le double de la fréquence de la sinusoïde. Si le spot est décentré (fig. 13)

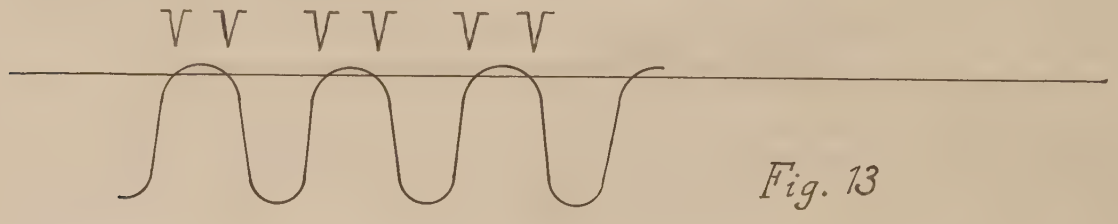


Fig. 13

les impulsions ne sont plus équidistantes. Cette situation est mise à profit pour obtenir un signal d'erreur qui permet de jouer sur les bobines déflectrices pour rétablir la situation. La largeur d'une étincelle correspond en moyenne à une quinzaine d'oscillations du spot. Lorsque le spot traverse une étincelle le courant moyen du tube tend alors vers zéro et permet de constater la présence d'une étincelle. La position de l'étincelle correspond au nombre d'oscillations à partir du début de la ligne jusqu'au milieu de l'étincelle. L'erreur sur la position de l'étincelle est de plus ou moins deux oscillations. Ceci correspond à une précision de 0,5 mm dans l'espace des chambres. La figure 14 donne un mode simplifié du dialogue entre Ariane et la calculatrice dans le cas d'une grille seule.

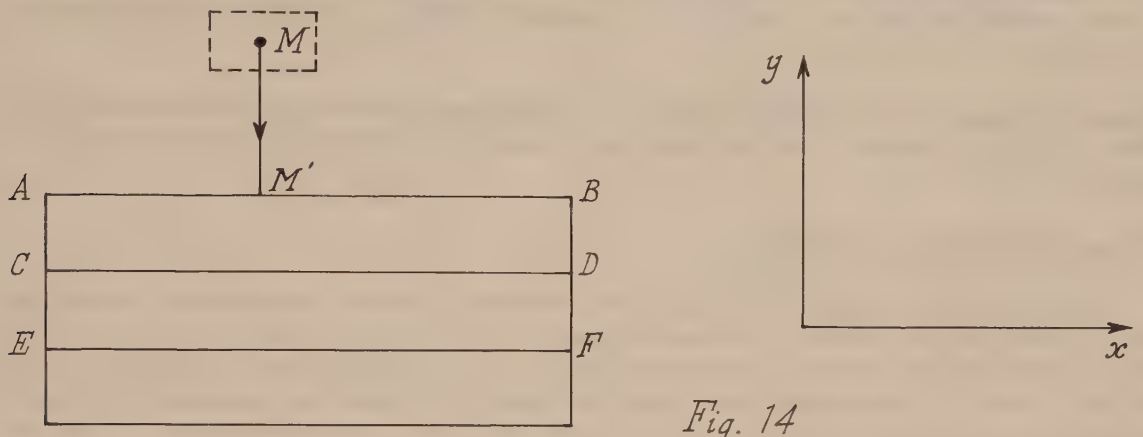


Fig. 14

Le calculateur donne l'ordre au spot de venir dans une région autour du point M, de parcourir la direction y dans le sens négatif et de s'arrêter sur un trait parallèle à l'axe x. Ariane s'arrête en M' et transmet au calculateur son arrêt en M'. Le calculateur répond «aller en A». Ariane à son arrivée en A transmet son arrêt. Le calculateur ordonne d'aller de A en B en mesurant les positions des étincelles. Le dialogue se poursuit ainsi jusqu'à la fin de l'analyse de la photo.

La calculatrice garde en mémoire les intervalles sur lesquels des étincelles ont été trouvées ainsi que la position des marques fiducielles (voir chapitre I-7). A la fin de l'analyse toutes ces informations sont transcrites sur la bande magnétique.

b) Reconstitution des trajectoires des particules diffusées

La bande magnétique contient les positions d'étincelles digitisées. Cette bande magnétique est traitée pour la suite de l'analyse par l'IBM 7094. Dans un premier temps, ces informations sont transformées en coordonnées d'espace à l'aide des repères fiduciels se trouvant (chapitre I,7) sur la photographie. Les repères de la ligne 3 (fig. 15) permettent de décoder les étincelles sur les lignes 1, 2 et 4; ceux de la ligne 6 sont utilisés pour les étincelles des lignes 5, 7 et 8.

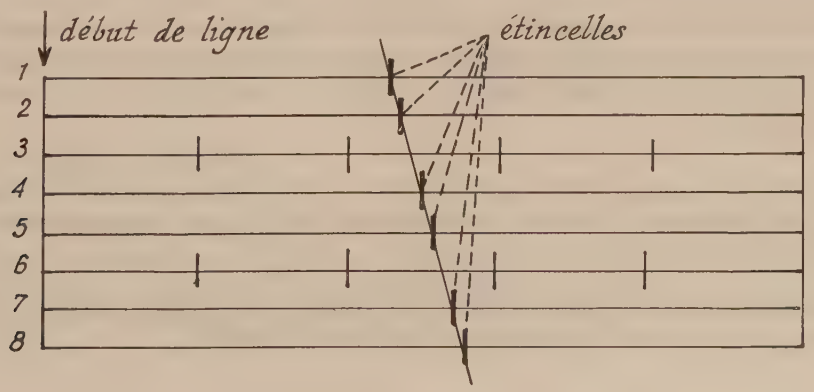


Fig. 15

Grâce à cette méthode, les aberrations optiques sont automatiquement corrigées.

Les trajectoires cherchées sont des droites (chapitre I,2). Ces droites sont connues par leurs projections sur deux plans orthogonaux. Un minimum de cinq étincelles alignées à mieux de 3 mm est exigé pour définir une droite. En outre, deux étincelles au moins doivent se situer dans une chambre. Les équations de la droite sont déterminées par la méthode des moindres carrés. A ce stade, le programme d'analyse connaît la direction du pion incident, de la particule diffusée et la trajectoire à la sortie de l'aimant. Le champ magnétique dans l'aimant est connu par un relevé de sa carte de champ. Il est ainsi possible de calculer l'impulsion de la particule diffusée. La méthode de calcul de l'impulsion est donnée dans l'appendice 1.

Précision de l'appareil : La fidélité de mesure de l'appareillage s'obtient en mesurant plusieurs fois le même cliché par «Ariane». Dans ces conditions, l'angle de diffusion est reproductible à 4' et l'impulsion à 0,5 %.

c) Critères de sélection des événements

Un événement n'est valable que si les traces, incidente et diffusée, se recoupent. En pratique, la diffusion multiple dans l'air et les erreurs de mesure font que les deux traces ne sont pas rigoureusement coplanaires. Ce défaut est chiffré par la longueur du segment de la perpendiculaire commune à ces deux droites. L'histogramme de la figure 16 indique la distribution expérimentale de cette longueur. Deux traces dont la longueur de la perpendiculaire commune est inférieure à 1,5 cm sont considérées comme coplanaires.

On considère que le milieu de la perpendiculaire commune est le point effectif d'interaction. Le point d'interaction doit se situer dans la cible à hydrogène. A chaque angle de diffusion, les événements élastiques se signalent par une impulsion déterminée par la cinématique de la réaction. La figure 17 représente la distribution expérimentale en impulsion à 410 MeV dans la réaction $\pi^+ p \to \pi^+ p$ pour $\cos\theta_{lab} = 0{,}95$. Deux pics apparaissent dans cette distribution, l'un à 490 MeV/c correspondant au pion diffusé vers l'avant, l'autre à 680 MeV/c correspondant au proton émis vers l'avant.

Il faut maintenant définir le nombre d'événements qui appartiennent aux pics. A chaque événement mesuré est associée une masse manquante (chapitre I,1) en supposant que la particule diffusée est un pion. Aux interactions élastiques avec mesure du pion doit correspondre une masse égale à celle du nucléon, soit 940 MeV. La figure 19 représente un histogramme de masses manquantes expérimentales. Cet histogramme est une courbe de Gauss dont la largeur à mi-hauteur est de 28 MeV. La largeur à mi-hauteur est reliée à l'écart quadratique moyen par un facteur 2,36; cet écart quadratique moyen vaut donc 12 MeV. Or, pour perdre moins de 1 % des événements il faut sélectionner tous les événements qui sont à moins de trois écarts de l'écart quadratique moyen soit 36 MeV.

En pion négatif, la masse manquante la plus faible correspondant à un événement inélastique est une masse de proton plus une masse de pion soit 1080 MeV. La masse manquante est déterminée à plus ou moins 15 MeV près, il en résulte que le pic élastique est pur et aucune correction de fond inélastique n'est nécessaire.

En pion positif, les protons inélastiques forment un fond. Mais, aux deux énergies 410 MeV et 490 MeV, ce fond est extrêmement faible et constitue moins de 5‰ des événements du pic élastique de pions (voir fig. 17).

En résumé, un événement est considéré élastique lorsque les traces incidente et diffusée se coupent dans la cible, et si la masse manquante est de (940 ± 40) MeV.

d) Présentation des résultats

Le domaine angulaire couvert par chaque position du spectromètre est de 12° dans le laboratoire. A ce domaine angulaire correspond un intervalle de $\cos\theta$ compris entre $\cos\theta_1$ et $\cos\theta_2$ tel que $\theta_2 - \theta_1 = 12°$. Dans cet intervalle, les événements élastiques sont classés dans quatre cases $\Delta\cos\theta$ égales, telles que $4\,\Delta\cos\theta = \cos\theta_2 - \cos\theta_1$.

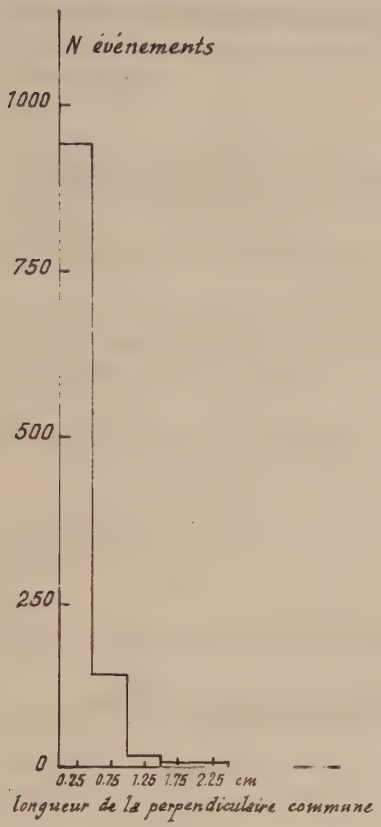


Fig. 16

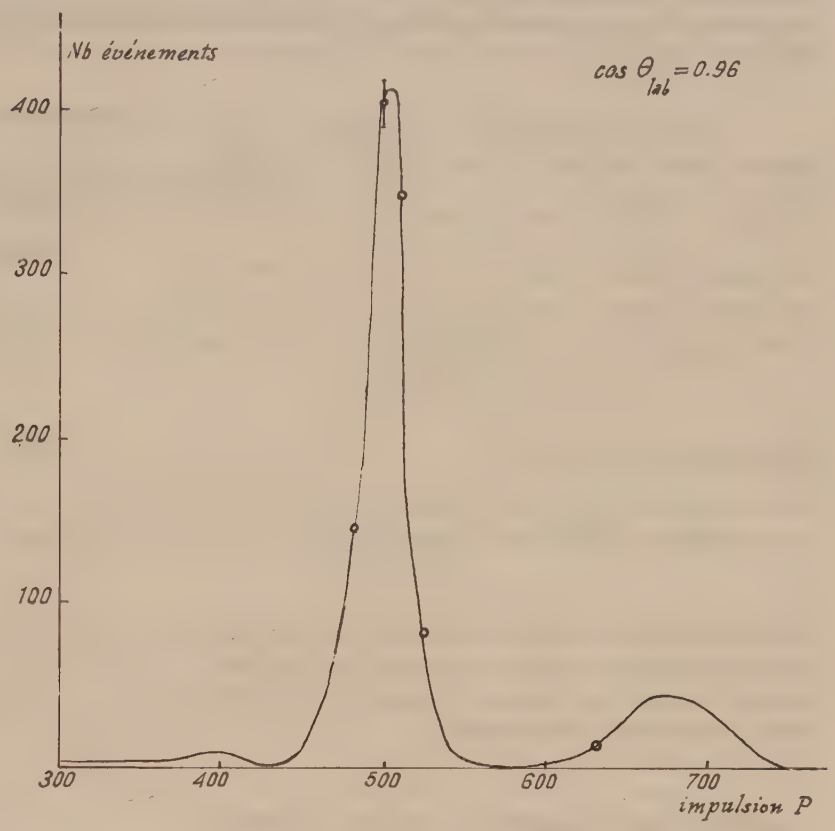


Fig. 17

N_{ev} désignant le nombre d'événements dans une case, la section efficace différentielle est proportionnelle à :

$$\frac{N_{ev}}{\Delta\Omega} = \frac{N_{ev}}{\Delta\cos\theta\,\Delta\varphi}$$

$\Delta\varphi$ représente l'acceptance azimutale de l'appareillage par rapport à la direction du pion-incident. La valeur de $\Delta\varphi$ dépend de l'ouverture verticale de l'aimant, de l'angle θ de diffusion, de la direction du pion incident, du point d'impact dans la cible et de l'impulsion du pion diffusé.

3 - CALCUL DE L'ANGLE SOLIDE $\Delta\Omega$

On vient de voir que le calcul de $\Delta\Omega$ revient à calculer $\Delta\varphi$. Le calcul direct de $\Delta\varphi$ est extrêmement compliqué étant donné le nombre de paramètres dont cette grandeur dépend. La méthode de Monte-Carlo résoud plus facilement le problème, elle consiste à générer dans la calculatrice des pseudo-événements qui représentent aussi fidèlement que possible la réalité. Ainsi, la direction du

pion incident est générée avec une loi de probabilité qui se conforme à la distribution expérimentale du faisceau. Ce pion interagit au hasard le long de la cible. La direction de diffusion en $\cos\theta$ et φ est choisie au hasard. L'impulsion du pion diffusé est alors déterminée. Le programme teste alors si ce pion a traversé les chambres à étincelles, les différents compteurs à scintillation de l'expérience et l'aimant d'analyse. Si la réponse est affirmative, l'événement est classé dans la case correspondante $\Delta\cos\theta$ définie précédemment. Si la réponse est négative, cet événement est rejeté. $\Delta\varphi$ s'obtient en comparant le nombre d'événements n classés dans la case, au nombre total d'essais désigné par N_{essai}.

Si $\Delta\varphi$ était égal à 2π, le nombre d'événements dans la case $\Delta\cos\theta$ devrait être égal à $N_{essai} \times \frac{\Delta\cos\theta}{2}$ ($\cos\theta$ varie entre - 1 et + 1).

Le nombre d'essais réussis étant n, on en déduit que

$$\Delta\varphi = 2\pi \times \frac{2}{N_{essai}\ \Delta\cos\theta} \times n$$

Cette formule s'écrit aussi

$$\Delta\cos\theta \times \Delta\varphi = 4\pi \times \frac{n}{N_{essai}}$$

Elle exprime que l'angle solide total du spectromètre est 4π fois le rapport du nombre total d'événements réussis au nombre d'essais. Cet angle solide est de 16 mrs en moyenne.

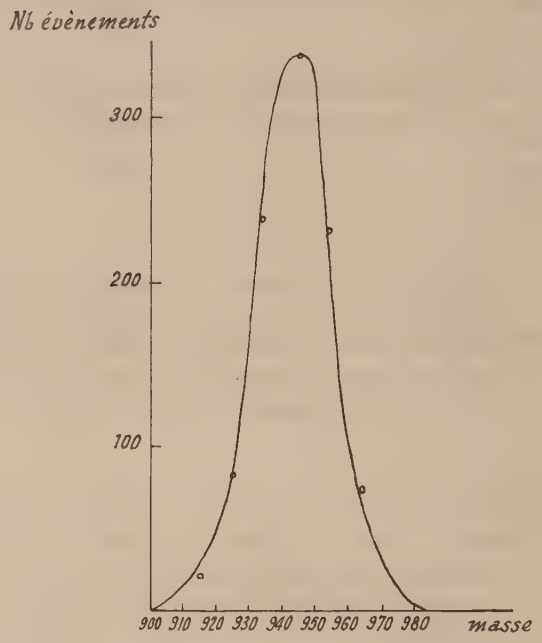


Fig. 18

4 - MESURE DU NOMBRE DE PIONS INCIDENTS

Le nombre de pions incidents est donné par le comptage du télescope $T_1\ C_1\ T_2\ T_3$ (chapitre I,5 a). Ce télescope compte également les muons qui ont la même impulsion que les pions. Au début de l'expérience, un Cérenkov à gaz placé à l'image finale du faisceau mesure la contamination en muons du faisceau. La méthode de mesure est décrite dans la thèse de A. STIRLING (Rapport CEA R 2838 p. 21). Le tableau 2 indique les contaminations du faisceau.

T_π MeV	π^+	π^-
410	9,1 %	8 %
490	7,5 %	6,4 %

- Tableau 2 -

5 - EFFET CIBLE VIDE

Des mesures ont été effectuées, la cible étant vide d'hydrogène. Ces mesures permettent de déterminer la région de cible qui ne contient aucun événement correspondant à la diffusion de

pions sur les parois de cible. La section efficace différentielle est calculée en n'utilisant que la région de la cible ne contenant aucun événement provenant des parois.

Il est possible de procéder différemment. Tous les événements élastiques sont retenus et une soustraction habituelle d'effet de cible vide est effectuée. Lorsque l'angle de diffusion est grand (supérieur à 25°) les deux méthodes sont équivalentes, car l'effet cible vide est faible. Vers l'avant, la section efficace différentielle de diffusion cohérente du pion sur les noyaux devient grande, et l'effet cible devient important. Dans ce cas, on obtient une meilleure précision en utilisant la première méthode.

6 - CORRECTIONS DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

a) Rediffusion dans la cible à hydrogène

Le pion diffusé peut à nouveau diffuser dans l'hydrogène de la cible avant de quitter celle-ci. Cette correction est maximale lorsque le pion diffuse vers l'avant et traverse alors toute la cible dans sa longueur, elle est de l'ordre de 2 %.

b) Interaction dans l'air et les compteurs

Lors de la traversée du spectromètre, les pions peuvent être absorbés par l'air, les plaques des chambres à étincelles et le compteur D_1 placé en amont de l'aimant d'analyse. Cette correction est de l'ordre de 1 %.

c) Désintégration des pions dans l'aimant d'analyse

Les pions diffusés parcourent une distance de 3,50 m dans le spectromètre. Une fraction de ces pions, de l'ordre de 10 %, se désintègre avant d'avoir traversé le spectromètre et émet des muons provenant de la désintégration $\pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + \nu$. L'angle d'émission du μ par rapport au pion est faible, de l'ordre de 5° ; par contre l'impulsion du muon est différente de celle du pion qui l'a engendré. En général, ces pions sont perdus pour l'analyse. Un programme utilisant la méthode de Monte-Carlo calcule la quantité de pions ainsi perdue.

Ce programme génère la distance s de la cible à laquelle le pion se désintègre avec une loi de probabilité,

$$\frac{dP}{ds} = s_0 \exp(-s/s_0)$$

où

$$s_0 = m/p\,c\,\tau$$

- s_0 longueur moyenne de désintégration dans le laboratoire
- m masse du pion
- c vitesse de la lumière
- τ temps de vie propre du méson π.

Au point s, le pion se désintègre isotropiquement dans le repère où le pion est au repos. Ceci détermine l'angle d'émission du muon par rapport à la direction du pion au point s et l'impulsion

du muon dans le laboratoire. A partir de ce point, la trajectoire du pion est remplacée par la trajectoire du muon. Il est ainsi possible de déterminer les traces formées par un tel événement dans les chambres à étincelles. Le programme d'analyse des événements teste alors si ces traces définissent un événement élastique. Si la réponse est affirmative, le pion n'est pas perdu dans l'analyse, dans le cas contraire il est perdu. En pratique, sur 12 % de pions désintégrés, seuls 2 % sont pris pour des événements élastiques. La correction de désintégration sera alors de 10 %.

d) Efficacité de l'appareil de mesure (Ariane).

Lorsque les étincelles sont insuffisamment contrastées, Ariane peut manquer une trace. En pratique, il est important de s'assurer qu'aucune trace correspondant à un pion diffusé n'ait pu échapper à l'analyse, car cet effet entraîne une erreur de normalisation. Une vérification manuelle permet de déterminer le nombre de pions diffusés perdus. En moyenne, l'efficacité de l'appareillage oscille entre 97 % et 100 %.

7 - RESULTATS EXPERIMENTAUX

Les sections efficaces différentielles élastiques mesurées dans le laboratoire sont transformées en sections efficaces dans le centre de masse du système π - p. Les tableaux 3 et 4 expriment les résultats dans ce centre de masse. Les erreurs indiquées dans le tableau correspondent aux erreurs statistiques. L'erreur systématique provient des corrections énumérées précédemment. Cette erreur n'excède pas 1,5 %.

Ces mesures ont nécessité 5 positions du spectromètre aux deux énergies 410 MeV et 490 MeV. Il en résulte que les mesures s'étendent dans le centre de masse de $\cos\theta = 0{,}96$ à $\cos\theta = 0{,}3$. Pour les mesures de la diffusion π^+p, le spectromètre mesure simultanément le pion et le proton émis vers l'avant. Les impulsions du proton élastique et du pion élastique sont suffisamment différentes pour séparer confortablement les deux types d'événements, sauf lorsque l'angle de diffusion dans le laboratoire est voisin de 50°.

410 MeV

$\cos\theta_{CM}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (π^+ p) mb/sr
0,936	9,62 ± 0,87
0,914	7,80 ± 0,52
0,893	7,35 ± 0,52
0,873	7,30 ± 0,44
0,802	6,69 ± 0,34
0,752	5,94 ± 0,42
0,714	6,28 ± 0,45
0,677	4,57 ± 0,48
0,623	4,13 ± 0,27
0,571	4,11 ± 0,29
0,520	3,71 ± 0,34
0,478	3,13 ± 0,43
0,438	3,02 ± 0,30
0,400	3,28 ± 0,32
0,362	2,73 ± 0,32
0,325	2,49 ± 0,37
0,030	0,64 ± 0,20

$\cos\theta_{CM}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (π^+ p) mb/sr
-0,055	0,64 ± 0,09
-0,150	0,57 ± 0,08
-0,250	0,465 ± 0,07
-0,350	0,37 ± 0,12
-0,425	0,28 ± 0,07
-0,500	0,34 ± 0,06
-0,575	0,537 ± 0,09
-0,653	0,46 ± 0,10
-0,696	0,65 ± 0,10
-0,78	0,732 ± 0,09
-0,82	0,90 ± 0,10
-0,80	0,85 ± 0,15
-0,83	1,17 ± 0,18
-0,855	0,92 ± 0,17
-0,870	1,10 ± 0,16
-0,88	1,30 ± 0,16
-0,90	1,36 ± 0,17

- Tableau 3 -

410 MeV (suite) - Tableau 3 -

$\cos\theta_{CM}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (π^-p) mb/sr
0,988	2,71 ± 0,28
0,978	1,88 ± 0,25
0,967	1,71 ± 0,26
0,956	1,88 ± 0,32
0,914	1,67 ± 0,14
0,893	1,57 ± 0,14
0,872	1,50 ± 0,15
0,852	1,40 ± 0,15
0,796	1,50 ± 0,10

$\cos\theta_{CM}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (π^-p) mb/sr
0,752	1,34 ± 0,11
0,714	1,31 ± 0,11
0,632	1,30 ± 0,06
0,570	1,23 ± 0,08
0,512	1,16 ± 0,08
0,454	1,22 ± 0,09
0,400	1,15 ± 0,11
0,362	1,11 ± 0,11
0,325	0,96 ± 0,13

490 MeV

$\cos\theta_{CM}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (π^+p)
0,931	6,25 ± 0,40
0,902	5,29 ± 0,36
0,886	4,85 ± 0,36
0,864	4,50 ± 0,39
0,841	4,25 ± 0,43
0,789	4,31 ± 0,18
0,737	4,27 ± 0,23
0,697	3,52 ± 0,23
0,630	2,99 ± 0,30
0,582	2,85 ± 0,32
0,547	2,76 ± 0,33
0,512	2,11 ± 0,30
0,450	2,09 ± 0,26
0,408	1,85 ± 0,17
0,362	1,62 ± 0,17
0,329	1,66 ± 0,17
0,290	1,61 ± 0,21
0,310	1,42 ± 0,16
0,236	1,19 ± 0,10

$\cos\theta_{CM}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (π^+p)
0,170	1,17 ± 0,12
-0,015	0,29 ± 0,07
-0,078	0,207 ± 0,05
-0,140	0,105 ± 0,03
-0,205	0,14 ± 0,04
-0,271	0,12 ± 0,04
-0,340	0,067 ± 0,02
-0,415	0,063 ± 0,02
-0,489	0,099 ± 0,03
-0,568	0,123 ± 0,03
-0,663	0,315 ± 0,05
-0,731	0,41 ± 0,08
-0,777	0,37 ± 0,07
-0,820	0,40 ± 0,07
-0,844	0,37 ± 0,10
-0,864	0,28 ± 0,10
-0,890	0,53 ± 0,10
-0,922	0,36 ± 0,10

$\cos\theta_{CM}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (π^-p)
0,914	2,7 ± 0,2
0,886	2,46 ± 0,16
0,855	2,40 ± 0,13
0,788	2,29 ± 0,12
0,737	2,00 ± 0,14
0,687	2,06 ± 0,14
0,614	1,74 ± 0,17

$\cos\theta_{CM}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (π^-p)
0,564	1,69 ± 0,18
0,520	1,27 ± 0,15
0,430	1,17 ± 0,09
0,378	1,38 ± 0,09
0,328	1,12 ± 0,10
0,278	1,00 ± 0,11

- Tableau 4 -

Dans ce cas, le Cérenkov C_2, placé en aval de l'aimant d'analyse permet de différencier les pions des protons. L'efficacité du Cérenkov C_2 est établie par les mesures de diffusion en pion négatif où l'ambiguité disparait, les pions négatifs et les protons ayant des courbures opposées dans l'aimant. Il en résulte qu'en pion positif, les mesures s'étendent en $\cos\theta$ entre 0,96 et - 0,92.

Pour $\cos\theta < 0{,}6$, les mesures recoupent celles de OGDEN et al [3], et elles sont en bon accord compte tenu des erreurs expérimentales.

8 - LIMITATIONS DES MESURES VERS L'AVANT

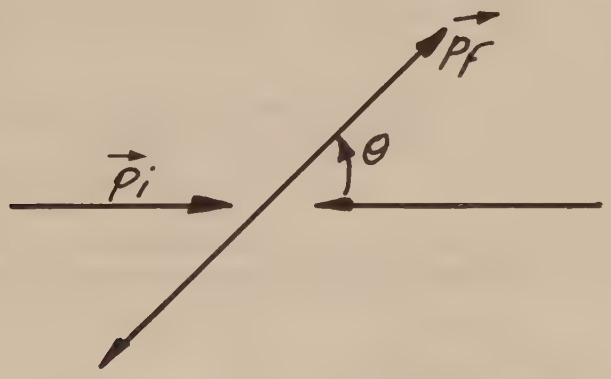
Deux effets se conjuguent pour limiter l'angle de diffusion accessible à 7° dans le laboratoire. Le premier est l'augmentation de la section efficace différentielle de diffusion cohérente sur les parois de la cible. Le second effet provient de la désintégration des pions du faisceau au voisinage de la cible. Ces pions se désintègrent suivant la réaction $\pi \rightarrow \mu + \nu$, le cône d'émission du muon dans le laboratoire est de 4,5°. Le faisceau de pions incidents ayant une divergence de ± 1,5°, l'angle limite des mesures se situe aux environs de 4,5° + 1,5° = 6°. Il est à remarquer que lors de l'analyse, il est aisé de reconnaître ces deux types d'événements. En ce qui concerne la diffusion cohérente sur les parois de la cible, le point d'interaction permet de séparer ce genre d'événements des événements sur hydrogène avec la méthode décrite au paragraphe précédent. Les muons de désintégration se caractérisent par une impulsion plus faible que les événements de diffusion élastique. Toutefois, l'électronique de déclenchement des prises de vues fonctionne sur ces deux types d'événements et très rapidement le nombre de clichés qui doit être pris devient prohibitif. Ainsi, avec le système de déclenchement utilisé dans cette expérience à 410 MeV π^-, pour un angle minimal de diffusion de 7°, le rapport entre l'effet sur hydrogène et les effets parasites est de 10 %.

- Chapitre III -

ANALYSE EN DEPHASAGE DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

1 - FORMALISME

Les amplitudes de transitions seront écrites dans le système du centre de masse du système pion-nucléon.



Dans ce référentiel, les grandeurs cinématiques qui caractérisent la collision sont :

- q impulsion des particules
- $\vec{p}_i$ vecteur unitaire le long de la direction du pion incident
- $\vec{p}_f$ vecteur unitaire le long de la direction du pion diffusé.

La matrice de transition pour une collision élastique d'une particule de spin 0 et d'une particule de spin 1/2 s'écrit :

$$T = f(\cos\theta) + i\, g(\cos\theta)\, \vec{\sigma} \cdot \vec{n} \qquad (1)$$

f et g sont des fonctions complexes de la variable $\vec{p}_i \quad \vec{p}_f = \cos\theta$

$\vec{\sigma}$ a pour composantes les trois matrices de Pauli σX, σY, σZ

$\vec{n} = \dfrac{\vec{p}_i \wedge \vec{p}_f}{|\vec{p}_i \wedge \vec{p}_f|}$ est le vecteur unitaire le long de la normale au plan de diffusion.

La forme (1) de la matrice de transition est imposée par l'invariance par rotation et par la conservation de la parité. C'est une matrice 2 par 2 qui permet de calculer l'état de spin du nucléon après la collision dans le référentiel où le nucléon est au repos.

La section efficace différentielle s'exprime par la formule (2) :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f|^2 + |g|^2 \qquad (2)$$

Lorsque la polarisation du nucléon dans l'état initial est nulle, la polarisation du nucléon dans l'état final est dirigée suivant $\vec{n}$ et elle s'exprime par la relation (3)

$$P = 2\,\mathrm{Im}\, fg^* / (|f|^2 + |g|^2) \qquad (3)$$

Les amplitudes f et g peuvent être développées en ondes partielles. A chaque onde partielle correspond un moment angulaire total j et un moment angulaire orbital ℓ défini, avec la relation $j = \ell \pm \frac{1}{2}$. En conséquence, une onde partielle s'écrira $a_{\ell j}$

En posant

$$a_{\ell j} = a_{\ell +} \quad \text{pour} \quad j = \ell + \frac{1}{2}$$

$$a_{\ell j} \quad a_{\ell -} \quad \text{pour} \quad j = \ell - \frac{1}{2}$$

On démontre que :

$$f = \sum_{\ell} \left(\ell a_{\ell -} + (\ell+1)\, a_{\ell +}\right) P_\ell(\cos\theta)$$

$$g = \sin\theta \sum_{\ell} (a_{\ell +} - a_{\ell -}) \frac{dP_\ell(\cos\theta)}{d\cos\theta}$$

$P_\ell(\cos\theta)$ est le polynôme de Legendre d'ordre ℓ.

La condition d'unitarité s'exprime par la relation (4)

$$a_{\ell j} = (\rho_{\ell j} e^{i\delta_{\ell j}} - 1) / 2iq \qquad (4)$$

$\rho_{\ell j}$ et $\delta_{\ell j}$ sont des nombres réels

$\rho_{\ell j}$ est le coefficient d'absorption et doit varier entre 0 et 1

$\delta_{\ell j}$ est le déphasage.

Le spin isotopique du système pion-nucléon peut être de 3/2 ou 1/2. Les états de charge qui peuvent être atteints expérimentalement sont :

$$\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p$$
$$\pi^- p \rightarrow \pi^- p$$
$$\pi^- p \rightarrow \pi^\circ n$$

D'après la conservation du spin isotopique, les ondes partielles de ces trois réactions s'expriment en fonction des ondes partielles dans chaque état de spin isotopique.

$$a_{\ell j}^{\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p} = a_{\ell j}^{3/2}$$

$$a_{\ell j}^{\pi^- p \Rightarrow \pi^- p} = \frac{1}{3}\left(a_{\ell j}^{3/2} + 2\, a_{\ell j}^{1/2}\right)$$

$$a_{\ell j}^{\pi^- p \Rightarrow \pi^\circ n} = \frac{\sqrt{2}}{3}\left(a_{\ell j}^{3/2} - a_{\ell j}^{1/2}\right)$$

Les coefficients d'absorption et les déphasages correspondant aux ondes partielles dans chaque état de spin isotopique sont les paramètres de l'analyse en déphasage.

Pour tenir compte de l'interférence entre la diffusion nucléaire et la diffusion coulombienne, la méthode de ROPER [11] a été utilisée.

2 - METHODE DE RECHERCHE DES DEPHASAGES

a) Détermination du moment angulaire maximal

En supposant que l'interaction pion-nucléon a une portée finie, le nombre d'ondes partielles doit être limité. D'après l'approximation semi-classique, la relation

$$\ell \hbar \simeq a \times q = \hbar \frac{a}{\lambda\!\!\!^{-}}$$

où ℓ moment angulaire
$\hbar$ constante de Planck
a portée de l'interaction
q impulsion du pion
$\lambda\!\!\!^{-}$ longueur d'onde réduite

permet de fixer l'ordre de grandeur du moment angulaire maximal. Aux environs de 400-500 MeV, en considérant que la portée est de l'ordre de 1 fermi, la relation (1) donne $\ell \simeq 2{,}5$.

D'autre part, le développement des sections efficaces différentielles en polynômes de Legendre jusqu'à l'ordre 6 est suffisant pour rendre compte des résultats expérimentaux, bien que les mesures expérimentales s'étendent en $\cos\theta$ jusqu'à 0,96 et devraient faire apparaître les moments angulaires élevés. Un développement en polynôme de Legendre à l'ordre 6 correspond à un moment angulaire maximal de 3. Les deux arguments précédents semblent indiquer qu'une analyse en déphasage jusqu'aux ondes F ($\ell = 3$) est suffisante pour rendre compte de la réalité.

b) Minimum de données expérimentales nécessaire pour espérer une solution en déphasage unique

Supposons que l'analyse soit menée jusqu'à l'onde partielle ℓ_{max}. A chaque moment angulaire orbital ℓ correspondent 2 valeurs du moment angulaire total j sauf pour l'onde S. A chaque valeur de (ℓ, j) s'associent deux états du spin isotopique. Le nombre des ondes $a^{T}_{\ell j}$ est donc de $2(2\ell_{max} + 1)$. A chaque onde partielle correspondent 2 paramètres, le coefficient d'absorption et le déphasage. Le nombre total de paramètres sera donc $4(2\ell_{max} + 1)$.

Le nombre minimal d'équations reliant ces paramètres pour espérer une solution unique doit être de $4(2\ell_{max} + 1)$.

Une mesure de section efficace différentielle par l'intermédiaire de son développement en polynôme de Legendre fournit $(2\ell_{max} + 1)$ relations entre les ondes partielles. La mesure de la distribution angulaire de la polarisation du proton de recul donne $2\ell_{max}$ relations. Ainsi, la connaissance des sections efficaces différentielles et des polarisations dans les sections $\pi^+ p \to \pi^+ p$ et $\pi^- p \to \pi^- p$ entraîne $2(2\ell_{max} + 1) + 2(2\ell_{max}) = 4(2\ell_{max} + 1) - 2$ relations entre les paramètres. Les deux relations manquantes pour atteindre $4(2\ell_{max} + 1)$ sont données par les sections efficaces totales $\pi^+ p$ et $\pi^- p$.

Malgré les mesures de sections efficaces différentielles et de polarisation du nucléon de recul, des ambiguités en déphasages peuvent subsister. A partir d'une solution donnée caractérisée par une matrice T, on peut définir une «solution» dite solution de Minami, qui donne les bonnes valeurs de la section efficace différentielle nucléaire, mais change le signe de la polarisation. Si, sur la solution Minami, on change le signe de tous les déphasages, la polarisation renverse à nouveau son signe. La solution Minami apparaît en définissant un nouvel opérateur de transition T_1 obtenu à partir de l'opérateur $T = f + ig\vec{\sigma} \cdot \vec{n}$, $T_1 = (\vec{\sigma} \cdot \vec{p}_f)\, T\, (\vec{\sigma} \cdot \vec{p}_i)$. T_1 est invariant par rotation, car $\vec{\sigma} \cdot \vec{p}_f$ et $\vec{\sigma} \cdot \vec{p}_i$ le sont. L'opérateur parité inverse le signe de $\vec{\sigma} \cdot \vec{p}_f$ et $\vec{\sigma} \cdot \vec{p}_i$ simultanément, et par suite T_1 est invariant sous l'opération parité. Il s'ensuit que l'opérateur T_1 décrit également la diffusion pion-nucléon. Les opérateurs $\vec{\sigma} \cdot \vec{p}_i$ et $\vec{\sigma} \cdot \vec{p}_f$ transforment respectivement les états initiaux $|\, i >$ et les états finaux $|\, f >$ en états de même moment angulaire total j, mais de parité opposée. Ceci revient à remplacer chaque amplitude $a_{\ell j}$, par l'amplitude de même j mais de ℓ de parité opposée. La nouvelle section efficace s'écrit :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{nouvelle} = \text{trace}\; T_1\, T_1^{+} = \text{trace}\left(\vec{\sigma} \cdot \vec{p}_f\right) T\, (\vec{\sigma} \cdot \vec{p}_i)\, (\vec{\sigma} \cdot \vec{p}_i)\; T^{+}\left(\vec{\sigma} \cdot \vec{p}_f\right)$$

$$= \text{trace}\left(\vec{\sigma}\cdot\vec{p}_f\right) TT^+ \left(\vec{\sigma}\cdot\vec{p}_f\right) = \text{trace}\left(\vec{\sigma}\cdot\vec{p}_f\right)\left(\vec{\sigma}\cdot\vec{p}_f\right) TT^+$$

$$= \text{trace}\ TT^+ = \frac{d\sigma}{d\Omega}$$

La section efficace différentielle est inchangée. Un calcul similaire montre que la polarisation change de signe.

De la forme de la matrice T_1, on peut écrire

$$T_1 = f\cos\theta + g\sin\theta + i(-g\cos\theta + f\sin\theta)\,\vec{\sigma}\quad\vec{n}$$

Ces relations permettent de voir comment les amplitudes de spin flip g et de non spin flip f se comportent après une transformation de Minami. Changer le signe des phases revient à remplacer chaque amplitude par moins sa complexe conjuguée. On obtient alors une matrice de transition T_1' telle que :

$$T_1' = -(f^*\cos\theta + g^*\sin\theta) + i\,\vec{\sigma}\quad\vec{n}\,(g^*\cos\theta - f^*\sin\theta)$$

Lorsque θ tend vers zéro, l'amplitude de transition devient $-f^*$. Le signe de la partie réelle de l'amplitude de transition vers zéro degré est inversé. Une des méthodes pour lever l'ambiguité consiste à observer l'interférence coulombienne qui se manifeste aux faibles angles, (c'est à dire aux énergies que nous considérons à des $\cos\theta > 0{,}9$) ce qui est le cas dans cette expérience. La comparaison du signe de la partie réelle avec celui prédit par les relations de dispersion permet également de lever l'ambiguité.

c) Recherche des solutions

En pratique, il n'est pas possible d'utiliser les relations décrites au paragraphe précédent. Ces relations ne sont pas linéaires en fonction des déphasages et la résolution algébrique est impossible. La recherche du déphasage est effectuée par la méthode du χ^2. Cette méthode consiste à former la quantité

$$\chi^2 = \sum_i (y_i^{exp} - y_i^{cal})^2 / \sigma_i^2$$

où y_i^{exp} est la ième mesure expérimentale affectée d'une erreur σ_i et y_i^{cal} est la valeur de la ième mesure calculée à partir d'un ensemble de déphasages. La notation α_j désigne les $m = 4(2\ell_{max} + 1)$ paramètres de l'analyse en déphasage. La grandeur χ^2 est une fonction des α_j. La bonne série des déphasages est celle qui rend χ^2 minimal. La condition pour obtenir un minimum relatif est $\frac{\partial\chi^2}{\partial\alpha_i} = 0$ pour tous les α_j. Pour faciliter l'écriture, on supposera tous les α_i nuls au minimum. Il en résulte qu'au voisinage d'un minimum, on peut écrire :

$$\chi^2 = \chi_0^2 + \Sigma_{ij} \frac{\partial\chi^2}{\partial\alpha_i\partial\alpha_j}\,\alpha_i\,\alpha_j$$

en posant

$$\frac{\partial\chi^2}{\partial\alpha_i\partial\alpha_j} = G_{ij} = G_{ji}$$

$$\chi^2 = \chi_0^2 + \Sigma_{ij}\, G_{ij}\alpha_i\alpha_j$$

Le tableau formé par les G_{ij} est une matrice symétrique G, l'inverse de la matrice G notée G^{-1} donne la matrice d'erreur sur les coefficients α_i. On montre que l'erreur $\Delta\alpha_i$ sur le ième coefficient est :

$$\Delta\alpha_i = \sqrt{G^{-1}_{ii}}$$

Le programme de recherche des déphasages a été mis au point par BAREYRE et al [5]. Il consiste à choisir les valeurs des paramètres au hasard dans les limites imposées par l'unitarité, c'est à dire $| \rho_{\ell_i}^{T} | < 1$, puis de varier ces paramètres de façon à diminuer χ^2. Cette variation est obtenue en remarquant que l'équation $\chi^2 (\alpha_j) = \text{Cte}$ est une surface dans l'espace à m dimensions et que le vecteur normal à cette surface est le vecteur Grad χ de composantes $\frac{\partial \chi^2}{\partial \alpha_i}$ sur le ième axe de l'hyperespace.

En se déplaçant d'une longueur ℓ, le long de la direction $-\vec{\text{grad}}\,\chi^2$ on rencontre nécessairement une surface dont la valeur de la constante est plus faible. A chaque pas, le paramètre α_i varie de $\Delta\alpha_i = -k \frac{\partial \chi^2}{\partial \alpha_i}$ où k est une constante positive qui définit la distance parcourue le long de la normale. Cette opération est répétée jusqu'à ce que $\vec{\text{grad}}\,\chi^2 = 0$, condition qui signifie qu'un minimum relatif est atteint. Lorsqu'un minimum relatif est déterminé, un nouvel ensemble de paramètres est choisi au hasard et un nouveau minimum est ainsi déterminé. Le minimum sera considéré comme solution si la valeur de χ^2/N est inférieure à 1,5, N est le nombre de degrés de liberté qui est égal au nombre de points expérimentaux moins le nombre de paramètres.

La méthode du χ^2 permet de résoudre le problème de l'analyse en déphasage, toutefois il n'est jamais certain que toutes les solutions qui répondent au problème aient été trouvées. Le nombre des essais systématiques est limité par le temps de calcul en 7094.

d) Analyse en dephasage à 410 MeV et 490 MeV.

Les données expérimentales utilisées sont :

a) à 410 MeV

- section efficace différentielle $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p$: présente expérience
- section efficace différentielle $\pi^- p \rightarrow \pi^- p$: présente expérience pour les mesures comprises en $\cos\theta$ entre 0,6 et 1 ; La courbe est complétée par les mesures de OGDEN et al [3].
- les polarisations du proton de recul ont été mesurées par BAREYRE et al [1].

b) à 490 MeV

En plus des données expérimentales similaires à celles qui sont disponibles à 410 MeV, les mesures de section efficace d'échange de charge de CHIU et al [2] ont été introduites dans l'analyse.

3) RESULTATS

Aux deux énergies 410 MeV et 490 MeV trois ensembles de déphasages satisfont au problème, c'est à dire, d'après nos critères, que le χ^2 des trois séries est voisin et qu'il est difficile dans ces conditions de favoriser une solution au détriment des deux autres. Le tableau 5 indique les χ^2 pour chaque ensemble de mesures expérimentales.

Les sections efficaces différentielles et les polarisations calculées avec les trois séries de déphasages sont extrêmement voisines. Les figure 19 et 20 permettent de comparer les résultats expérimentaux aux valeurs calculées par les séries de déphasages. L'accord est excellent puisque le rapport χ^2/N est toujours voisin de 1.

Les valeurs des déphasages et des coefficients d'absorption figurent sur le tableau 6. Les solutions ont été désignées par A, B, et C. Les solutions A et B sont voisines des solutions obtenues par BAREYRE et al [1], la solution C correspond à une solution qui a été trouvée en premier par CENCE [9].

4 - DISCUSSION DES RESULTATS

L'examen du tableau 6 montre que pour l'état de spin isotopique T = 3/2, à chaque énergie, les séries sont identiques. Les ensembles de déphasages ne diffèrent que dans l'état de spin isotopique T = 1/2. Ceci doit provenir du fait que les données pour $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p$ correspondent à l'état de spin isotopique T = 3/2 pur et que les données pour $\pi^- p \rightarrow \pi^- p$ font intervenir les états de spin isotopique T = 3/2 et T = 1/2. La quantité d'informations sur l'état T = 3/2 est donc beaucoup plus grande que pour l'état T = 1/2 et conduit à une solution unique.

Tableau des χ^2 partiels

		χ^2/N	Section efficace différentielle π^+	Section efficace différentielle π^-	Polarisation π^+	Polarisation π^-	Echange de charge
410 MeV	A	1,04	29	26	10	10	
	B	1,11	30	30	9,5	11	
	C	1,33	35	42	9	12,6	
490 MeV	A	1,04	33,4	33,3	9,4	8,5	10,8
	B	1,02	34	32,7	7,3	9,7	9,7
	C	1,16	42	33	7,5	10,5	10,5

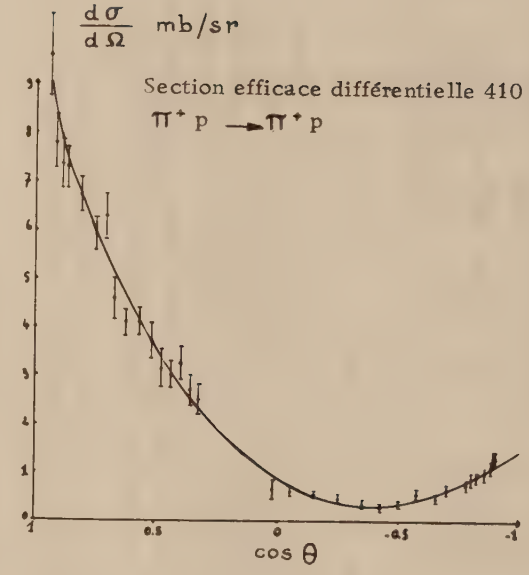
- Tableau 5 -

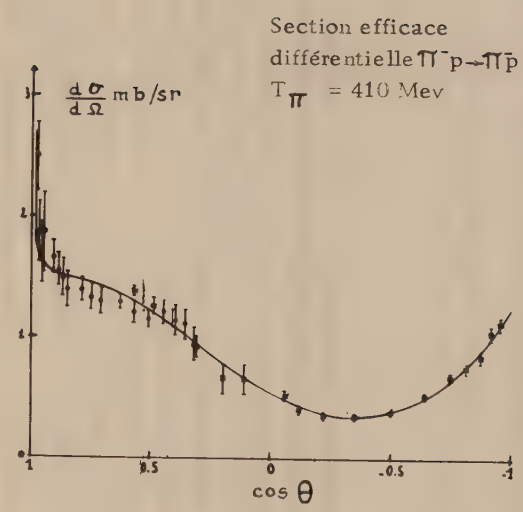
Dans l'état T = 1/2, la différence entre les solutions A et B d'une part, et la solution C d'autre part, se porte sur l'onde P_{11}. La solution C absorbe peu P_{11}, tandis que les solutions A et B conduisent à P_{11} fortement absorbé. De ce fait, la solution C a d'autres ondes que P_{11} absorbées de façon à obtenir la section efficace inélastique dans la voie $\pi^- p$. En particulier, l'onde P_{13} est absorbée dans la solution C à 410 MeV tandis qu'elle ne l'est pas pour A et B. De même, le coefficient d'absorption de D_{15} pour la solution C est de 0,9 alors que les solutions A et B le donnent égal à 1.

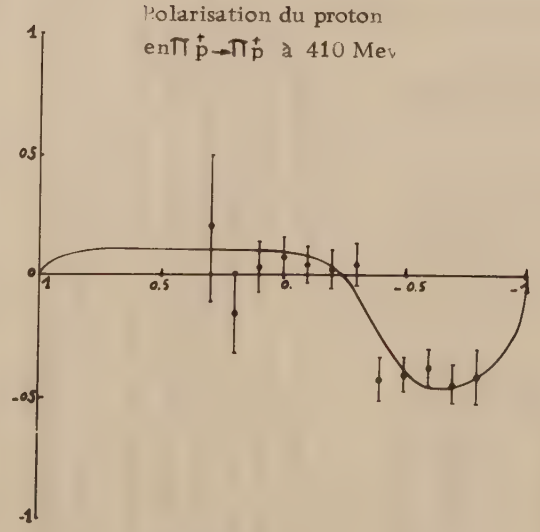
5 - PREDICTIONS

Pour obtenir une solution unique, il faudrait obtenir des informations supplémentaires sur l'état T = 1/2, c'est à dire dans la réaction d'échange de charge ou dans la voie élastique $\pi^- p$.

Les sections efficaces différentielles d'échange de charge ne semblent pas être d'un grand secours, puisque l'échange de charge à 490 MeV a été incorporé dans l'analyse. Par contre, à 410 MeV, les polarisations du neutron dans l'échange de charge se séparent confortablement pour les trois


dσ/dΩ mb/sr
Section efficace différentielle 410 Mev
π⁺ p → π⁺ p
cos θ


Section efficace
différentielle π⁻p→π⁰n
T_π = 410 Mev
dσ/dΩ mb/sr
cos θ


Polarisation du proton
en π⁺p→π⁺p à 410 Mev

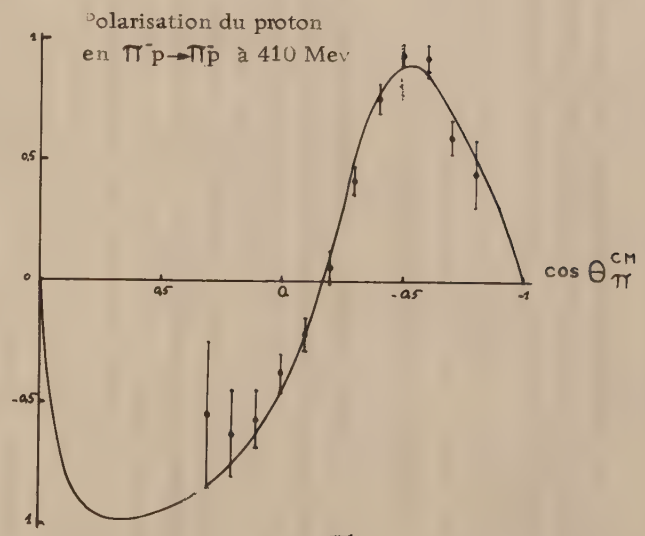
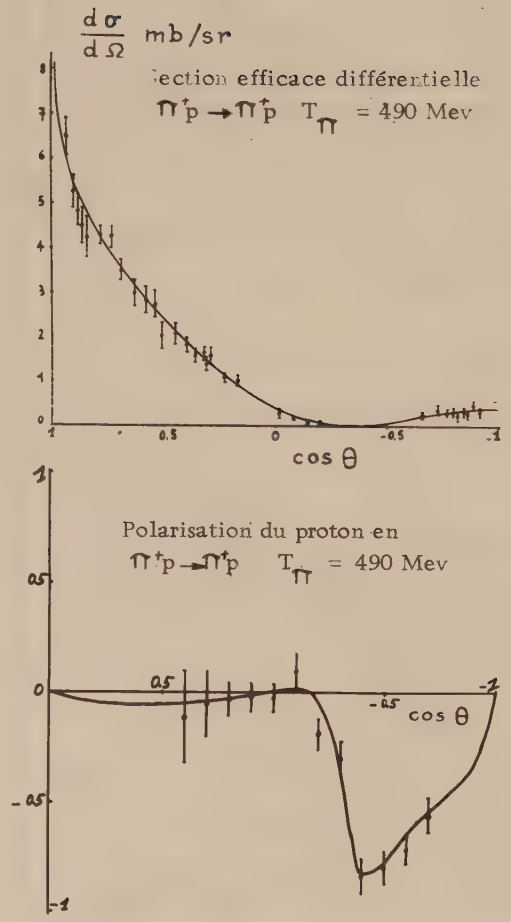
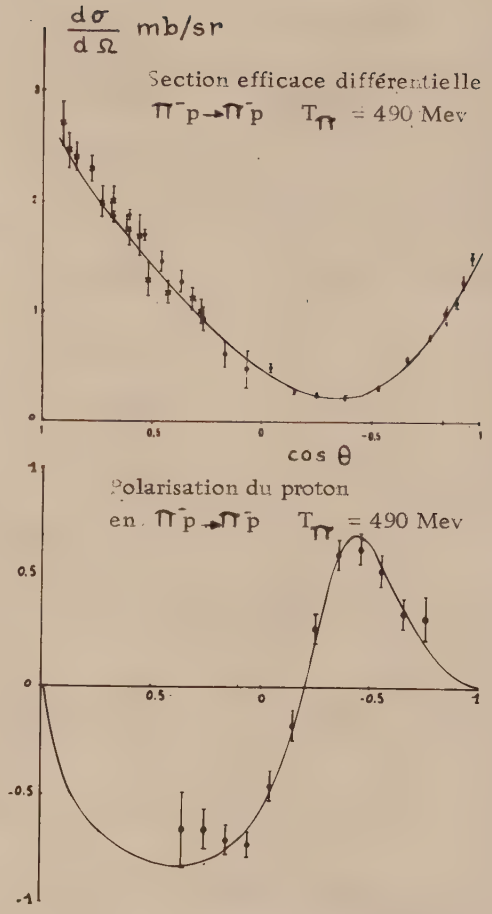

Polarisation du proton
en π⁻p→π⁰n à 410 Mev
cos θ CM π

Fig. 19


dσ/dΩ mb/sr
Section efficace différentielle
π⁺p → π⁺p T_π = 490 Mev
cos θ
Polarisation du proton en
π⁺p → π⁺p T_π = 490 Mev
cos θ


dσ/dΩ mb/sr
Section efficace différentielle
π⁻p → π⁻p T_π = 490 Mev
cos θ
Polarisation du proton
en π⁻p → π⁻p T_π = 490 Mev

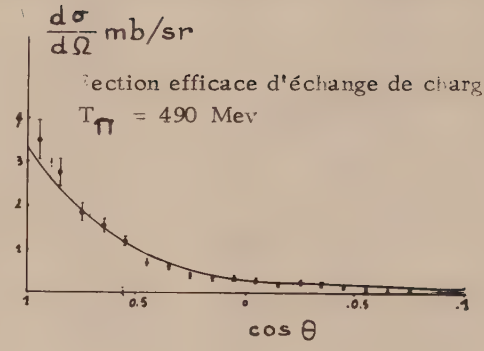
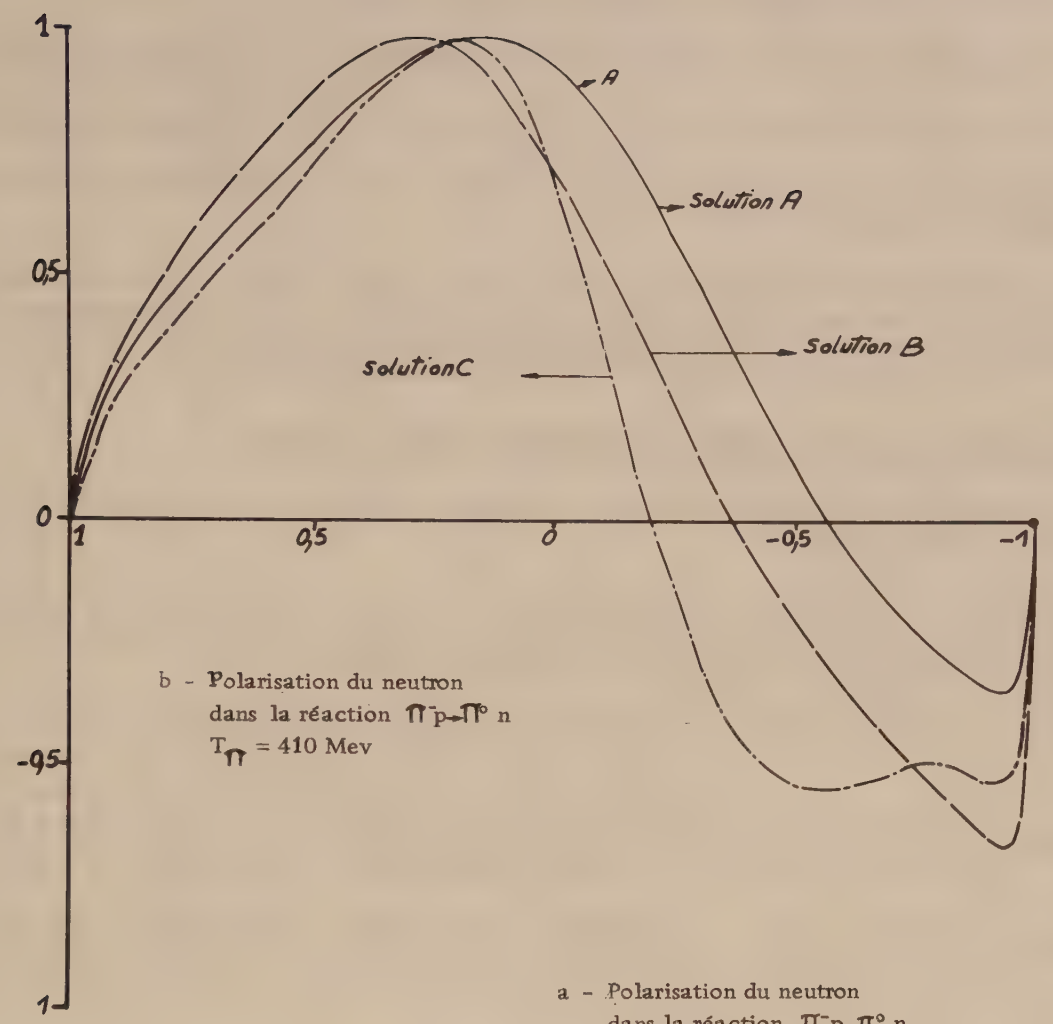

dσ/dΩ mb/sr
Section efficace d'échange de charge
T_π = 490 Mev
cos θ

Fig.20

Tableau 6

Déphasages et Paramètres d'Absorptions

Ondes	410 MeV						490 MeV					
	A		B		C		A		B		C	
	Phases	ϱ	Phases	ϱ	Phases	ϱ	Phases	ϱ	Phases	ϱ	Phases	ϱ
S_{31}	- 23,9 ± 1,2	0,99 ± 0,02	- 24,7 ± 0,6	0,98 ± 0,01	- 23,7 ± 0,3	0,99 ± 0,01	- 25,9 ± 0,4	0,91 ± 0,01	- 24,6 ± 0,6	0,88 ± 0,01	- 26,2 ± 0,8	0,89 ± 0,02
P_{31}	- 10,09 ± 0,5	0,98 ± 0,02	- 10,65 ± 0,55	0,99 ± 0,01	- 11,6 ± 0,6	0,96 ± 0,01	- 14,4 ± 0,4	1	- 11,2 ± 1,2	1	- 13,8 ± 0,6	1 ± 0,02
P_{33}	148,6 ± 0,3	1	148,86 ± 0,02	1	148,6 ± 0,25	1	157 ± 0,2	1	155,6 ± 0,5	1	156,7 ± 0,6	1
D_{33}	0,40 ± 0,4	1	0,35 ± 0,3	1	0,35 ± 0,25	1	2,2 ± 0,3	0,96 ± 0,01	4,165 ± 0,5	1	2,46 ± 0,5	0,95 ± 0,01
D_{35}	- 2,04 ± 0,3	1	- 1,84 ± 0,25	1	- 2,2 ± 0,3	1	- 3,8 ± 0,3	1	- 5,3 ± 0,7	1	- 3,8 ± 0,5	1
F_{35}	- 0,9 ± 0,3	0,99 ± 0,01	- 0,88 ± 0,2	1	- 1,0 ± 0,15	1	0,3 ± 0,2	1	0,7 ± 0,4	1	- 0,147 ± 0,3	1
F_{37}	1,75 ± 0,3	0,99 ± 0,01	1,4 ± 0,23	1	1,9 ± 0,15	1	1,37 ± 0,3	1	0,21 ± 0,4	0,99 ± 0,01	0 ± 0,3	1
S_{11}	19,11 ± 1	0,99	15,18 ± 1,25	1	11,8 ± 0,75	1	23,4 ± 0,3	0,94 ± 0,01	26,7 ± 0,8	0,95 ± 0,01	26,3 ± 0,5	0,97 ± 0,01
P_{11}	37,8 ± 0,5	0,64 ± 0,02	51,8 ± 0,8	0,55 ± 0,02	35,3 ± 0,4	0,90 ± 0,01	66,8 ± 0,3	0,44 ± 0,01	45,4 ± 0,6	0,65 ± 0,02	38,8 ± 0,9	0,76 ± 0,03
P_{13}	- 6,73 ± 0,3	0,99 ± 0,01	- 2,5 ± 0,25	1	- 6,5 ± 0,35	0,92 ± 0,01	- 4 ± 0,3	0,90 ± 0,01	- 9,26 ± 0,85	1	- 12,8 ± 0,3	0,94 ± 0,01
D_{13}	8,57 ± 0,3	0,99 ± 0,01	9,8 ± 0,5	1	10,8 ± 0,25	0,97 ± 0,01	17,7 ± 0,3	0,90 ± 0,01	16,7 ± 0,8	0,83 ± 0,02	16,9 ± 0,3	0,98 ± 0,01
D_{15}	0,53 ± 0,25	0,99 ± 0,01	1,7 ± 0,25	1	4,46 ± 0,24	1	4,4 ± 0,3	1	5,7 ± 0,8	1	3,5 ± 0,2	0,91 ± 0,01
F_{15}	1,55 ± 0,3	0,99	1,6 ± 0,25	1	3,2 ± 0,2	1	1,9 ± 0,3	1	2,7 ± 0,3	0,98 ± 0,01	3 ± 0,25	1 ± 0,01
F_{17}	- 0,88 ± 0,4	0,99	- 0,3 ± 0,35	1	- 2,2 ± 0,2	1	- 0,25 ± 0,25	1	- 0,265 ± 0,3	0,99 ± 0,01	- 0,6 ± 0,2	0,95 ± 0,02



b - Polarisation du neutron
dans la réaction $\pi^- p \to \pi^\circ n$
$T_\pi = 410$ Mev

a - Polarisation du neutron
dans la réaction $\pi^- p \to \pi^\circ n$
$T_\pi = 490$ Mev

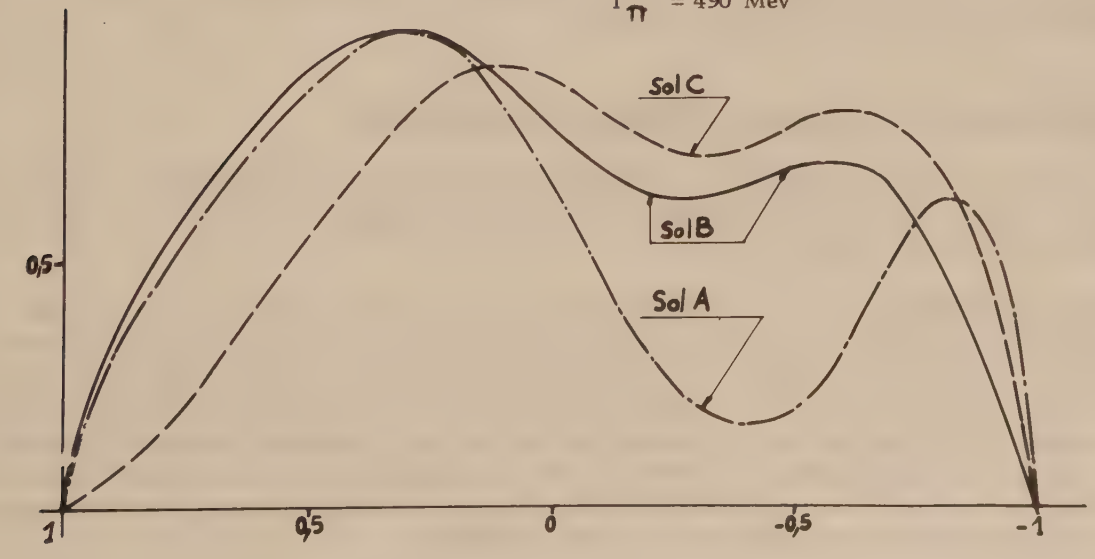


Fig. 21

solutions au voisinage de $\cos\theta = -0,4$ (fig.21). A 490 MeV, les polarisations du neutron prédites par les trois solutions se distinguent moins bien qu'à 410 MeV (fig.21).

Les mesures des paramètres de rotation A et R pour $\pi^- p \to \pi^- p$ permettraient de distinguer entre les trois solutions. En posant $r = \frac{|f|^2 - |g|^2}{|f|^2 + |g|^2}$ et $a = \frac{2\,\text{Réel}\ f\,g^*}{|f|^2 + |g|^2}$ les paramètres R et A sont égaux respectivement à $r\cos\theta + a\cos\theta$ et $-a\cos\theta + r\sin\theta$. La signification de ces paramètres figure dans l'appendice II.

Les figures 22 et 23 représentent les variations de A et R en fonction de $\cos\theta$. On constate que les valeurs de A se séparent très peu, tandis que les prédictions pour R sont très différentes. Ce type de mesure nécessite une cible polarisée dont la polarisation est dans le plan de la réaction.

6 - COMPARAISON AUX RELATIONS DE DISPERSION VERS L'AVANT

La détermination de la partie réelle de l'amplitude de diffusion à zéro degré s'obtient aisément à partir des déphasages.

Cette partie réelle peut être calculée à partir des relations de dispersion qui ne font intervenir que les sections efficaces totales entre l'énergie nulle et l'énergie infinie. Les valeurs utilisées sont celles de O. GUISAN [10]. L'amplitude f est exprimée en unité de 10^{-13} cm.

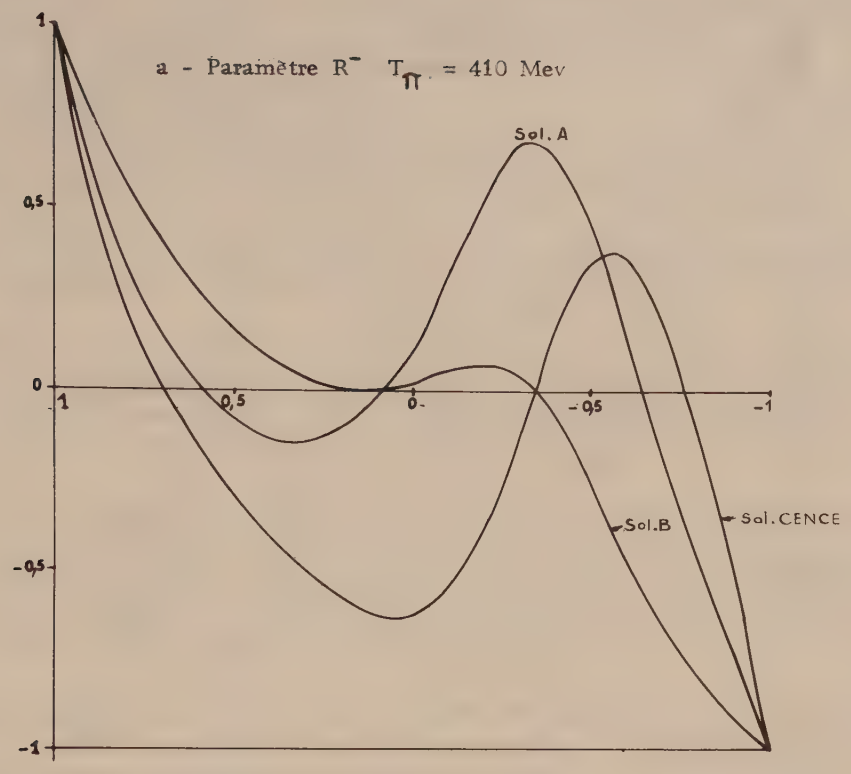
		Sol A	Sol B	Sol C	Théorique
410 MeV	Réel $f_{\pi^+ p}$ (0)	- 0,8 ± 0,08	- 0,8 ± 0,08	- 0,8 ± 0,08	- 0,76 ± 0,07
	Réel $f_{\pi^- p}$ (0)	0 ± 0,08	0,06 ± 0,08	0,11 ± 0,08	0,1 ± 0,03
490 MeV	Réel $f_{\pi^+ p}$ (0)	- 0,66 ± 0,06	- 0,67 ± 0,06	- 0,67 ± 0,06	- 0,64 ± 0,07
	Réel $f_{\pi^- p}$ (0)	0,19 ± 0,07	0,18 ± 0,07	0,17 ± 0,07	0,21 ± 0,03

Chaque solution donne une partie réelle qui est compatible avec les relations de dispersion et ne permet pas de favoriser une solution sur ce critère.

7 - COMPARAISON A D'AUTRES ANALYSES EN DEPHASAGES

Différents auteurs ont essayé de remédier à l'inconvénient d'obtenir plusieurs solutions à une seule énergie. Les méthodes utilisées pour atteindre ce résultat consistent à relier les déphasages aux différentes énergies.

a) **Méthode de ROPER et al** [11] : les déphasages et les paramètres d'absorption sont exprimés sous forme de polynômes de l'impulsion q dans le centre de masse, sauf pour les ondes supposées résonnantes, lesquelles contiennent un terme de Breit et Wigner. Il n'est pas évident que les ondes partielles puissent effectivement se développer en polynômes. Par exemple, la production de la particule η à 550 MeV en onde S provoque une brusque décroissance du paramètre d'inélasticité de S_{11} que la paramétrisation de ROPER ne peut pas représenter. Il reste néanmoins que cette méthode permet de déterminer l'allure générale de la variation des déphasages. Les déphasages de la solution A sont en assez bon accord avec ceux de ROPER.


a - Paramètre $\bar{R}$ T_{π} = 410 Mev
Sol. A
Sol.B
Sol.CENCE
1
0,5
0
-0,5
-1
1
0,5
0
-0,5
-1

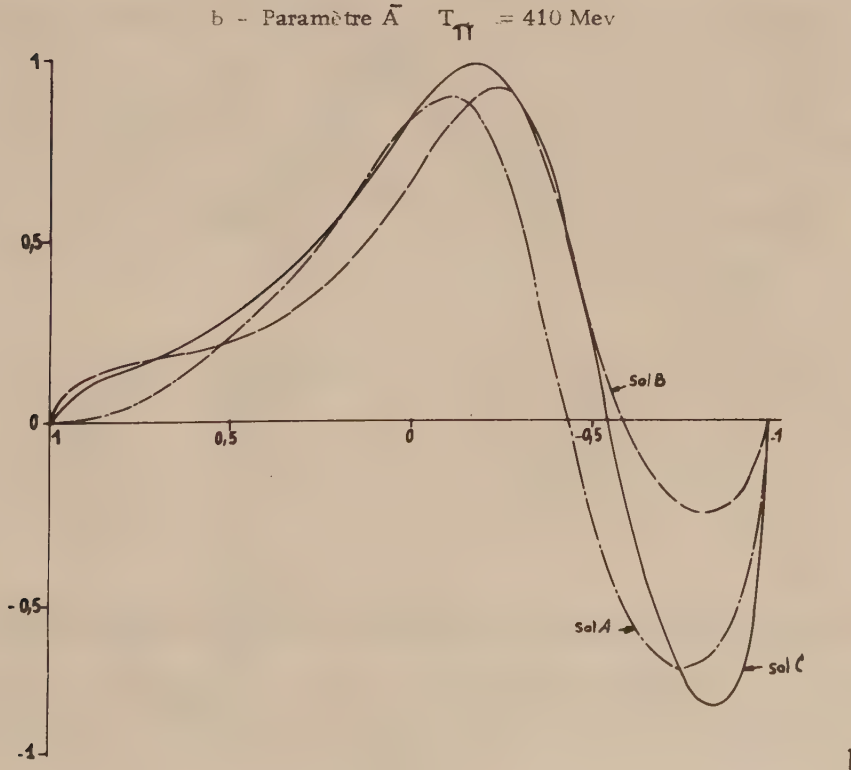
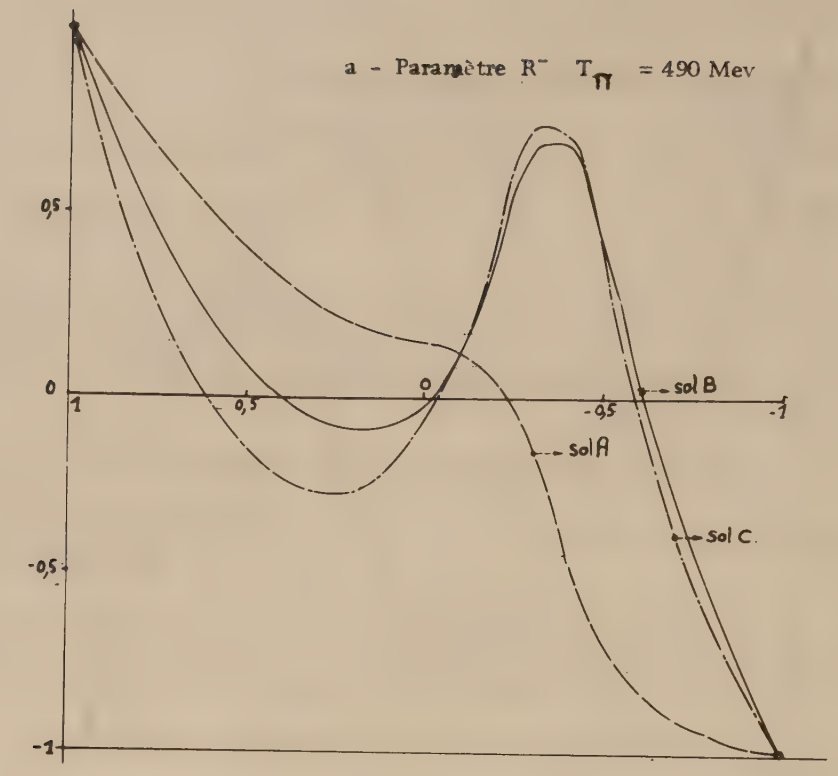

b - Paramètre $\bar{A}$ T_{π} = 410 Mev
Sol B
Sol A
Sol C
1
0,5
0
-0,5
-1
1
0,5
0
-0,5
-1

Fig. 22


a - Paramètre R⁻ T_{π} = 490 Mev
0,5
0
-0,5
-1
1
0,5
0
-0,5
-1
sol B
sol A
sol C.

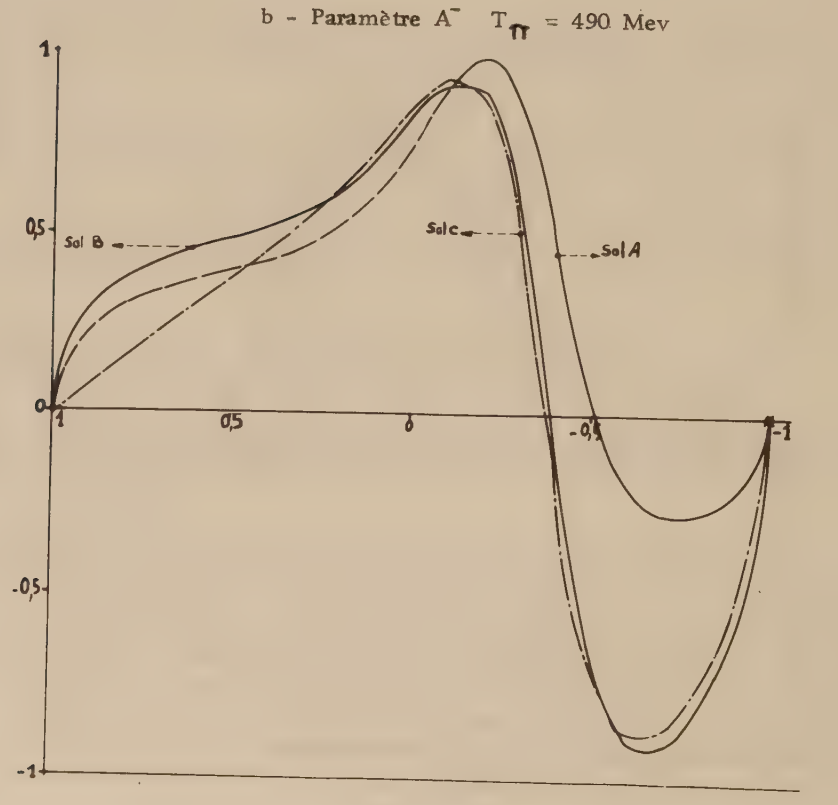

b - Paramètre A⁻ T_{π} = 490 Mev
1
0,5
0
-0,5
-1
1
0,5
0
-0,5
-1
Sol B
Sol c
Sol A

Fig. 23

b) **Prédictions de DONNACHIE et al** [4] : les ondes partielles dont le déphasage est faible sont calculées par les relations de dispersion pour l'amplitude $a_{\ell j} / q^{2\ell}$ qui assure une bonne convergence des intégrales dispersives lorsque $q \to \infty$. Les données utilisées sont :

- F^2 constante de couplage pion-nucléon
- la masse et la largeur de l'isobare 3/2 3/2
- la masse du ρ et les constantes de couplage ρ - nucléon
- l'amplitude qui gouverne l'échange d'une paire de pions dans l'état $T = 0$, $j = 0$.

Les auteurs ont tenu compte des interactions à courtes portées par un pôle dans l'amplitude, dont le résidu est calculé, mais dont la position est choisie expérimentalement.

Ces prédictions sont en bon accord avec les déphasages de la série A. Parmi les désaccords les plus importants, on peut relever l'onde D_{35} pour laquelle les comparaisons apparaissent sur la figure 24. La solution A est en meilleur accord avec les prédictions de DONNACHIE et al. non corrigées des forces à courtes portées, qu'avec les prédictions corrigées.

Les comparaisons des trois solutions A, B et C avec les calculs de DONNACHIE et al. sont effectuées sur la figure 25 pour l'onde P_{13}. A 490 MeV, la solution A est en bon accord avec DONNACHIE et al, tandis que les solutions B et C sont respectivement à 12 et 16 écarts standards. Si on considère que les hypothèses de DONNACHIE et al. sont raisonnables, les solutions B et C doivent être considérées comme largement défavorisées par rapport à la solution A.

c) **Analyse de AUVIL et al** [6] : afin de réduire le nombre de paramètres de l'analyse, pour les ondes partielles dont le déphasage est petit, ces auteurs ont utilisé les prédictions de DONNACHIE et al [4] obtenues à partir des relations de dispersion en ondes partielles. L'analyse en déphasage elle-même est obtenue par la méthode du χ^2, énergie par énergie.

Les résultats de cette analyse doivent donc être proches d'une des solutions que nous avons trouvées. Dans l'état $T = 1/2$, la solution A est identique à celle de AUVIL et al. On considèrera qu'il y a désaccord lorsque les déphasages diffèrent de plus de deux écarts standards. Le seul écart important se porte sur le déphasage de P_{11} à 410 MeV qui est de 38° pour la solution A et de 50° dans AUVIL et al. Il est à remarquer qu'AUVIL et al n'ont pas utilisé la polarisation de BAREYRE et al [1] à 410 MeV et 490 MeV pour leur minimisation du χ^2. Dans l'état $T = 3/2$ on note quelques légères différences sur les ondes S et P pour la solution A.

		S_{31}	P_{31}
410 MeV	AUVIL et al.	- 27 ± 1	- 13 ± 1
	Sol A	- 23,6 ± 1	- 10 ± 1,1
490 MeV	AUVIL et al.	- 28 ± 1	- 18 ± 1
	Sol A	- 26 ± 1	- 15 ± 1

8 - UTILISATION DES RELATIONS DE DISPERSION DE L'AMPLITUDE DE SPIN - FLIP

Ce type de relation a été utilisée à basse énergie par DAVIDSON et al [12] pour lever les ambiguités en déphasages au voisinage de la résonance 3/2 3/2. L'amplitude de spin-flip B, définie

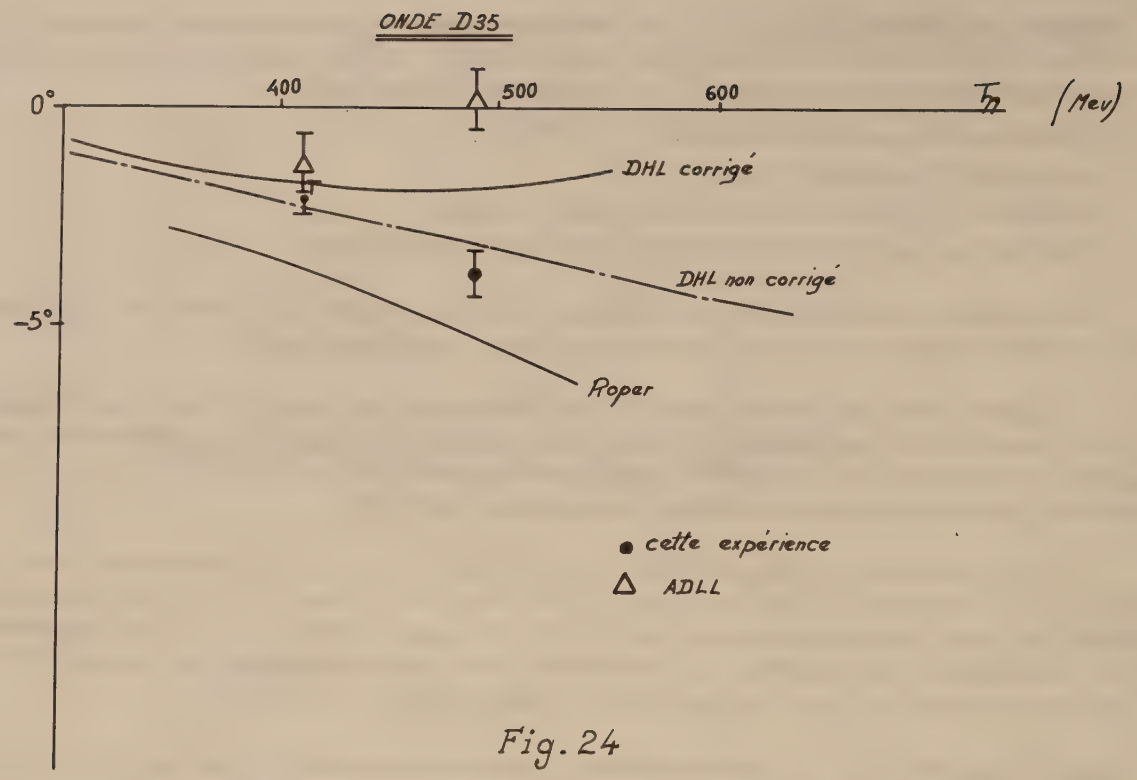

ONDE D35
0°
400
500
600
Tn (Mev)
DHL corrigé
DHL non corrigé
-5°
Roper
● cette expérience
△ ADLL

Fig. 24

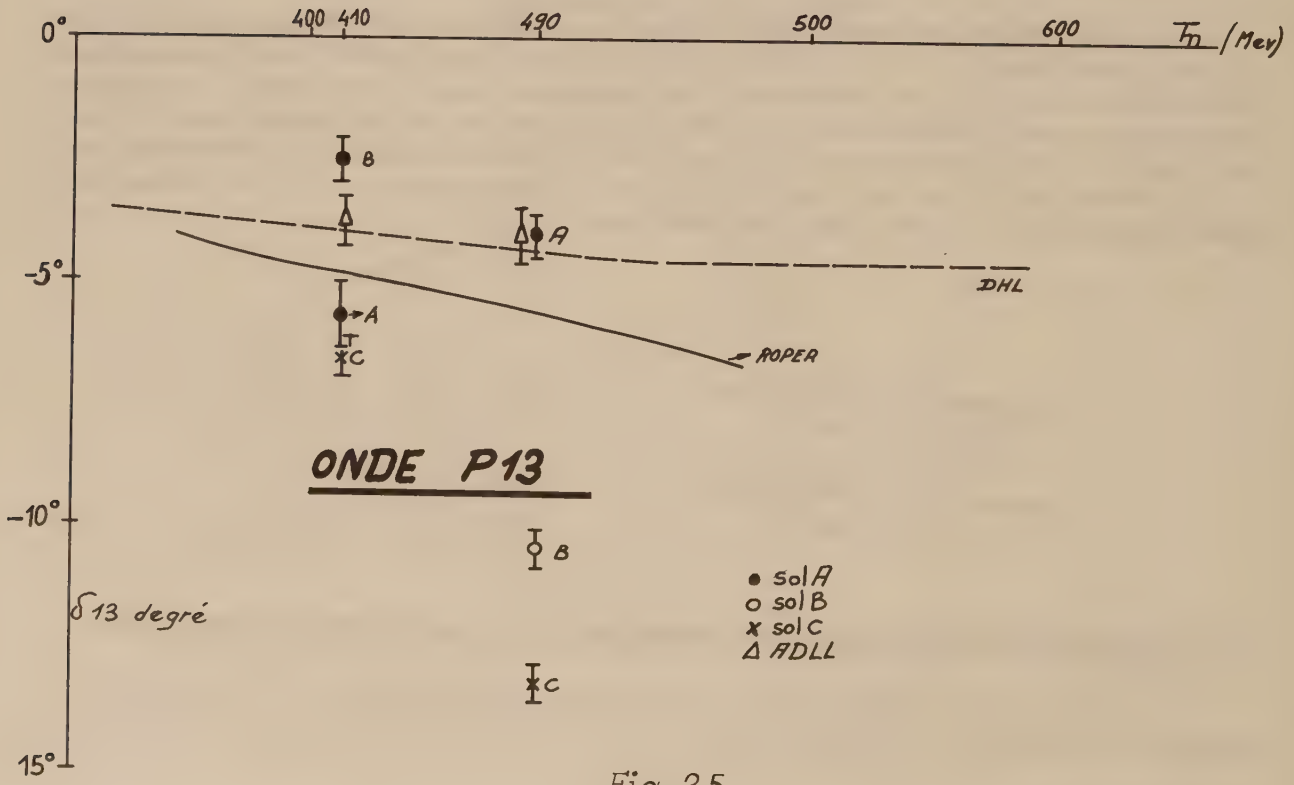

0°
400 410
490
500
600
Tn (Mev)
B
A
-5°
DHL
A
C
ROPER
ONDE P13
-10°
B
● sol A
o sol B
x sol C
△ ADLL
δ 13 degré
C
15°

Fig. 25

plus loin, ne peut être calculée qu'à l'aide des déphasages. D'autre part, ces relations font intervenir une intégration sur la partie imaginaire de B entre l'énergie nulle et l'énergie infinie. Ceci suppose donc que les déphasages soient connus dans le même domaine d'énergie. En pratique, la convergence des intégrales dispersives est suffisante pour que ce type de calcul soit valable jusqu'à 600 MeV, si les déphasages sont connus jusqu'à 1000 MeV. Pour pouvoir lever l'ambiguité entre les solutions A, B et C à 410 MeV et 490 MeV, il faut les insérer dans une série de solutions qui rend compte des résultats expérimentaux entre 0 et 1000 MeV. La solution A se place sur l'analyse en déphasage de BAREYRE et al [5] dont les caractéristiques essentielles sont : (fig.26).

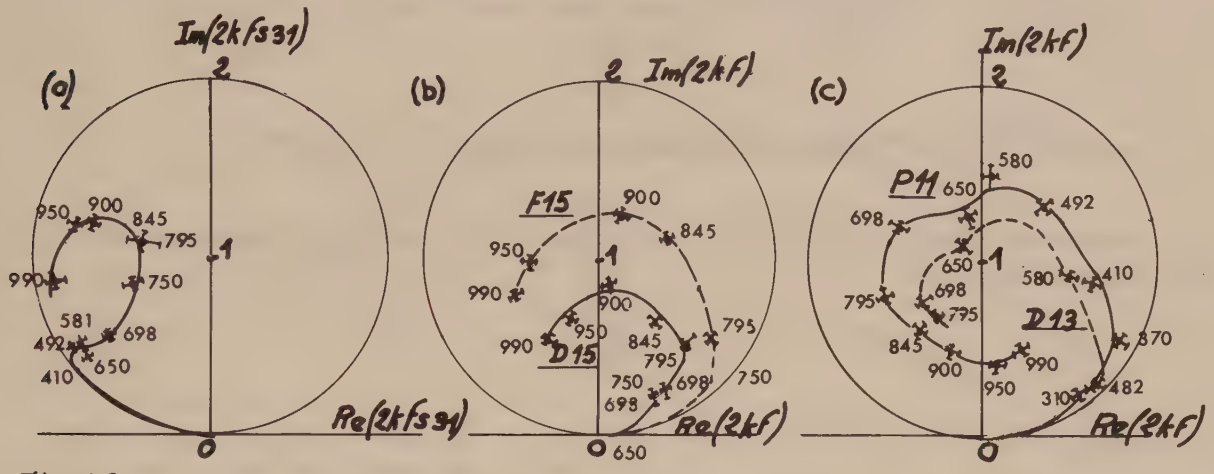


Fig.26 Trajectoire dans le plan complexe (a) onde S (b) ondes D et F (c) ondes D et P

- D_{13} est une onde résonnante à 600 MeV
- D_{15} et F_{15} résonnent à 900 MeV
- P_{11} résonne aux environs de 650 MeV
- S_{31} présente une résonance à 850 MeV.

La solution C est en accord avec les solutions de CENCE [9] où aucune des ondes précédentes ne reflète un comportement résonnant.

L'amplitude de transition pion-nucléon s'exprime en fonction de quatre fonctions A±, B± correspondant aux diffusions $\pi^{\pm}p$. Ces fonctions dépendent de l'énergie totale s, et du quadrimoment transféré t. Elles sont reliées aux amplitudes f et g par les relations suivantes :

$$A = 4\pi \left[f_1 \frac{W + m}{E - m} - f_2 \frac{W - m}{E + m} \right]$$

$$B = 4\pi \left[\frac{f_1}{E + m} + \frac{f_2}{E - m} \right]$$

$$f = f_1 + f_2 \cos\theta$$

$$ig = \sin\theta \; f_2$$

où θ représente l'angle de diffusion
E l'énergie totale du nucléon dans le centre de masse
W l'énergie totale du système dans le centre de masse
m la masse du nucléon.

La relation de dispersion pour les amplitudes $B_{\pm}$ à moment transféré $t = 0$ s'écrit :

$$\frac{1}{4\pi m} \operatorname{Re} B_{\pm}(\omega) = \frac{1}{4\pi^2 m} P \int_1^{\infty} d\omega' \left[\frac{\operatorname{Im} B_{\pm}(\omega')}{\omega' - \omega} - \frac{\operatorname{Im} B_{\pm}(\omega')}{\omega' + \omega} \right] - \frac{4F^2}{\omega \pm \omega_0} \qquad (6)$$

avec $\omega_0 = \frac{1}{2m}$ et F^2 constante de couplage pion-nucléon

Dans cette relation, ω est l'énergie dans le laboratoire du pion, l'unité d'énergie est la masse du pion. En remarquant que

$$\frac{1}{\omega' - \omega} = \frac{\omega}{\omega'(\omega' - \omega)} + \frac{1}{\omega'}$$

et que

$$\frac{1}{\omega' + \omega} = \frac{-\omega}{\omega'(\omega' + \omega)} + \frac{1}{\omega'}$$

la relation (6) devient

$$y_{\pm} = F^2 + C\, x_{\pm}$$

avec

$$y_{\pm} = \frac{\omega \pm \omega_0}{16\pi m} \left\{ -\operatorname{Re} B_{\pm}(\omega) + \frac{\omega}{\pi} P \int_1^{\infty} \frac{d\omega'}{\omega'} \left[\frac{\operatorname{Im} B_{\pm}(\omega')}{\omega' - \omega} + \frac{\operatorname{Im} B_{\pm}(\omega')}{\omega' + \omega} \right] \right\}$$

$$C = \frac{1}{16\pi^2 m} \int_1^{\infty} \frac{d\omega'}{\omega'} \left[\operatorname{Im} B_{-}(\omega') - \operatorname{Im} B_{+}(\omega') \right]$$

$$x_{\pm} = \pm \omega + \omega_0 \qquad (7)$$

La quantité C est une constante qui dépend de la série de déphasages utilisée. D'après l'équation (7), les points (x, y) sont localisés sur une ligne droite. En interpolant cette droite dans la

région non physique $-1+\omega \leq x \leq 1+\omega$, on devrait retrouver la constante de couplage F^2. K. D. DRAXLER et R. RUPER [13] ont calculé les couples de valeurs (x, y) pour les deux séries de déphasages citées précédemment. Les résultats sont présentés sur la figure 27.

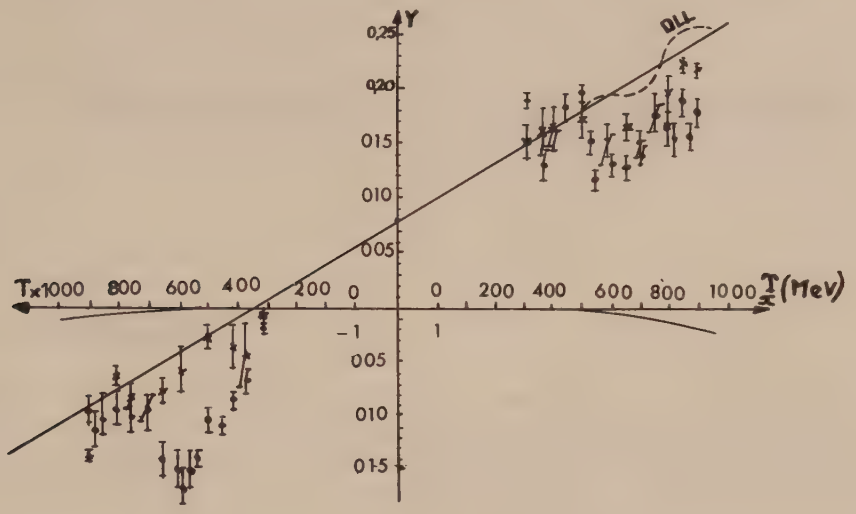


Fig. 27

y fonction de x d'après les résultats de BAREYRE et al, et CENCE (notés respectivement x,●) Les erreurs ont été calculées seulement sur Réel B.

La série de BAREYRE et al. est relativement en bon accord avec les relations de dispersion sur l'amplitude B jusqu'à 600 MeV, on note un désaccord au delà pour π^+p. Les déphasages n'étant connus que jusqu'à 1000 MeV, il est possible que le désaccord provienne de la méconnaissance de $\mathcal{I}mB$ entre 1 et 2 GeV. La solution CENCE fournit des points qui s'écartent de la droite essentiellement en π^-p aux environs de 600 MeV. Il est remarquable que précisément la caractéristique de la solution CENCE est de ne pas présenter de résonance D_{13} à 600 MeV.

La série de BAREYRE et al. doit être préférée à la série de CENCE. Ceci revient à préférer la solution A par rapport à la solution C. Cette conclusion rejoint celle qui avait été établie en comparant les déphasages de l'onde P_{13} aux prédictions de DONNACHIE et al. qui utilisent les relations de dispersion en moment angulaire.

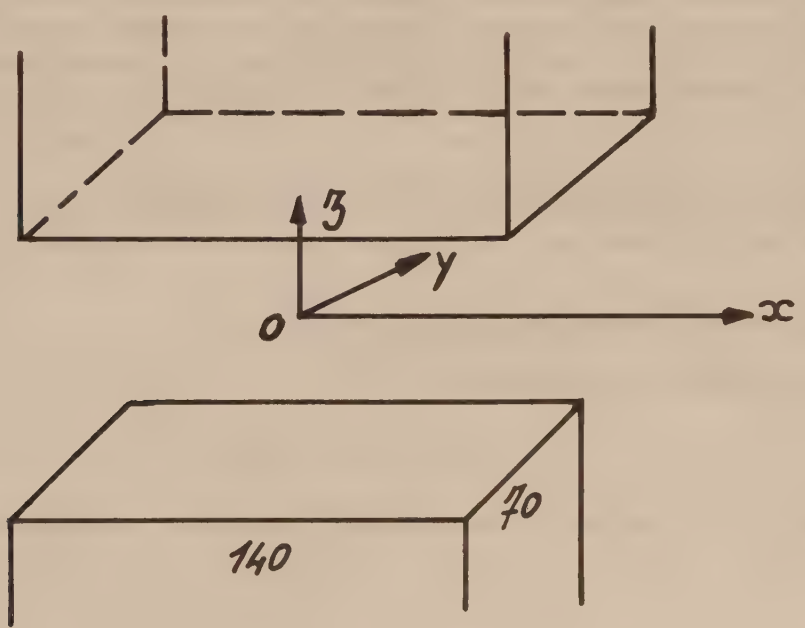
CALCUL DES TRAJECTOIRES DANS L'AIMANT D'ANALYSE

1 - PRINCIPE DU CALCUL

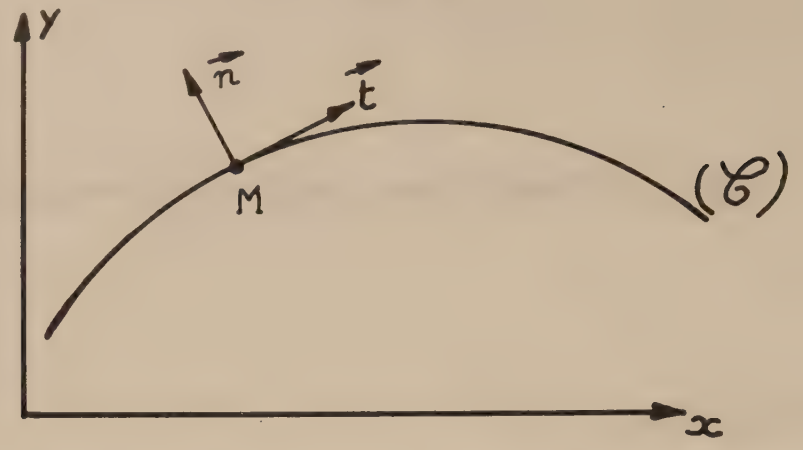
Le volume de l'aimant est divisé en petites zones parallélépipédiques dans lesquelles le champ magnétique varie peu. On supposera le champ magnétique constant dans ces zones. Dans chaque zone, la particule décrit une hélice autour de la direction du champ magnétique. Le raccord des trajectoires de zone permet de déterminer le chemin suivi par la particule dans l'aimant. En pratique, la méthode de l'hélice n'a pas été utilisée. Le calcul de la trajectoire peut être simplifié en remarquant que l'angle de la vitesse de la particule avec le plan médian est faible.

2 - EQUATIONS DU MOUVEMENT

L'aimant est repéré par rapport à un système orthogonal Oxyz tel que le plan Oxy correspond au plan médian de l'aimant, Oz est normal aux pièces polaires. L'aimant a des pièces polaires rectangulaires 70 × 140 cm. Ox désigne l'axe de l'aimant dans le sens de la longueur,



$\mathcal{C}$ désigne la projection de la trajectoire dans le plan Oxy.



A chaque point M de la trajectoire $\mathcal{C}$, on associe le trièdre de FRENET ; $\vec{t}$ vecteur unitaire tangent à $\mathcal{C}$ au point M, $\vec{n}$ vecteur normal à $\vec{t}$ dans le plan de $\mathcal{C}$, $\vec{k} = \vec{t} \wedge \vec{n}$ ce vecteur est parallèle à Oz. α désignera l'angle de Ox et de $\vec{t}$. Les zones étant fixées à l'avance, on progressera à travers l'aimant par pas Δx qui correspondent à la longueur d'une zone de champ constant.

Si R désigne le rayon de courbure de $\mathcal{C}$ au point M, par définition de R,

$$\frac{\Delta x}{R} = \Delta \sin \alpha \qquad (1)$$

$$\frac{\Delta y}{R} = -\Delta \cos \alpha \qquad (2)$$

R ne dépend que du champ magnétique et de l'impulsion de la particule. La première équation permet de déterminer $\Delta \sin\alpha$ c'est-à-dire l'angle de déflection. La déflection étant connue, la deuxième équation détermine la variation de y. Ainsi, à l'extrémité de la zone, x, y, et α sont connus. Il est possible de continuer ainsi à travers l'aimant. Aucune information sur la coordonée z n'est ainsi connue.

3 - MOUVEMENT EN z ET CALCUL DU RAYON DE COURBURE R

a) Notations

s longueur parcourue sur $\mathcal{C}$ à partir d'une origine arbitraire.

Le champ magnétique est décomposé sur $\vec{t}, \vec{n}, \vec{k}$

$$\vec{B} = B_t \vec{t} + B_n \vec{n} + B_z \vec{k} \qquad (3)$$

(les composantes B_t et B_n sont petites par rapport à B_z). La vitesse v de la particule peut s'écrire :

$$\vec{v} = v_p \vec{t} + v_z \vec{k} \qquad (4)$$

avec

$$v_z / v_p = \operatorname{tg} \alpha_v \qquad (5)$$

α_v angle de la vitesse avec le plan horizontal. Compte tenu du dispositif expérimental, l'angle α_v maximal est de l'ordre de 1/20 de radian.

Le module de la vitesse $|\vec{v}|$ reste constant. D'après les relations (4) et (5),

$$|\vec{v}| = \sqrt{v_z^2 + v_p^2} = v_p / \cos \alpha_v$$

Or, $\cos \alpha_v = 1$ à mieux de un pour mille. Il est donc loisible de supposer que v_p est constant lui aussi.

b) Equation du mouvement

L'équation du mouvement s'écrit :

$$e \vec{v} \wedge \vec{B} = m \frac{d\vec{v}}{dt} \qquad (6)$$

avec

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{d\vec{v}}{ds} \times \frac{ds}{dt} = v_p \times \frac{d\vec{v}}{ds}$$

En remplaçant $\vec{B}$ et $\vec{v}$ par les expressions (3) et (4) et en remarquant que $\frac{d\vec{t}}{ds} = \frac{\vec{n}}{R}$, l'équation (6) conduit aux relations suivantes :

$$\frac{1}{R} = (e B_z - e B_t \sin \alpha_v) / P \qquad (7)$$

$$\frac{d^2 z}{ds^2} = \frac{e B_n}{P} \qquad (8)$$

$mv_p \approx mv = P$ impulsion de la particule

La formule (7) permet de claculer le rayon de courbure de la trajectoire dans le plan horizontal. La formule (8) montre que dans une zone de champ constant, le mouvement de z en fonction de s est une parabole.

En résumé, les relations (1), (2), (7) et (8) calculent la trajectoire de la particule dans l'aimant.

- Appendice II -

POLARISATION DU NUCLEON DANS LES COLLISIONS ELASTIQUES PION - NUCLEON

La matrice de transition T pour la collision élastique s'écrit :

$$T = f + i\, g\, \vec{\sigma} \cdot \vec{n} \qquad (1)$$

ρ_i et ρ_f désignant les matrices densités du nucléon dans l'état initial et dans l'état final, ces deux matrices sont liées par la relation (2).

$$\frac{T^{+}\rho_i T}{\text{trace } (T^{+}\rho_i T)} = \rho_f \qquad (2)$$

ρ_i et ρ_f s'expriment en fonction de la polarisation du nucléon dans l'état initial et dans l'état final, notée respectivement $\vec{P}_i$ et $\vec{P}_f$

$$\rho_i = \frac{1}{2}(1 + \vec{\sigma} \cdot \vec{P}_i) \qquad (3)$$

$$\rho_f = \frac{1}{2}(1 + \vec{\sigma} \cdot \vec{P}_f) \qquad (4)$$

En remplaçant (1), (3) et (4) dans l'équation (2), on en déduit que :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f|^2 + |g|^2 + 2\,\text{Im}\, fg^{*}(\vec{P}_i \cdot \vec{n}) \qquad (5)$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot \vec{P}_f = \left[2\,\text{Im}\, fg^{*} + 2|g|^2 (\vec{P}_i \cdot \vec{n})\right]\vec{n} + (|f|^2 - |g|^2)\vec{P}_i + 2\,\text{Réel}\, fg^{*}(\vec{n} \Lambda \vec{P}_i) \qquad (6)$$

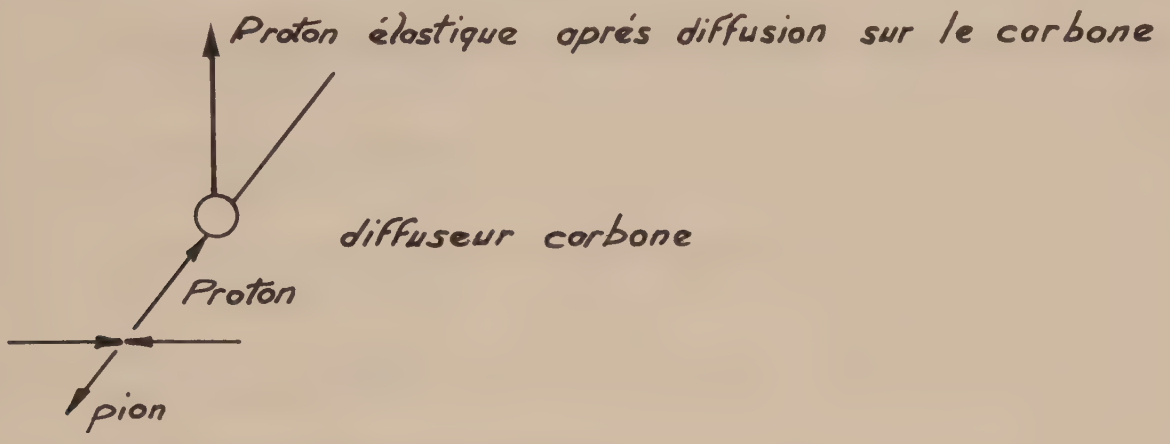
Pour atteindre les quantités $|f|^2 - |g|^2$ et 2 Réel fg^{*}, il faut que $\vec{P}_i$ ne soit pas parallèle à $\vec{n}$. Si $\vec{P}_i$ est orthogonal à $\vec{n}$, la relation (6) s'écrit :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot \vec{P}_f = 2\,\text{Im}\, fg^{*}\vec{n} + (|f|^2 - |g|^2)\vec{P}_i + 2\,\text{Réel}\, fg^{*}(\vec{n} \Lambda \vec{P}_i) \qquad (7)$$

Les trois vecteurs $\vec{n}$, $\vec{P_i}$ et $\vec{n} \wedge \vec{P_i}$ sont orthogonaux. La mesure des trois composantes de la polarisation du nucléon après la diffusion donne les informations suivantes :

$$P = (2\mathcal{I}m\, fg^*) / (|f|^2 + |g|^2)$$
$$a = (|f|^2 - |g|^2) / (|f|^2 + |g|^2)$$
$$r = 2\,\text{Réel}\, fg^* / (|f|^2 + |g|^2)$$

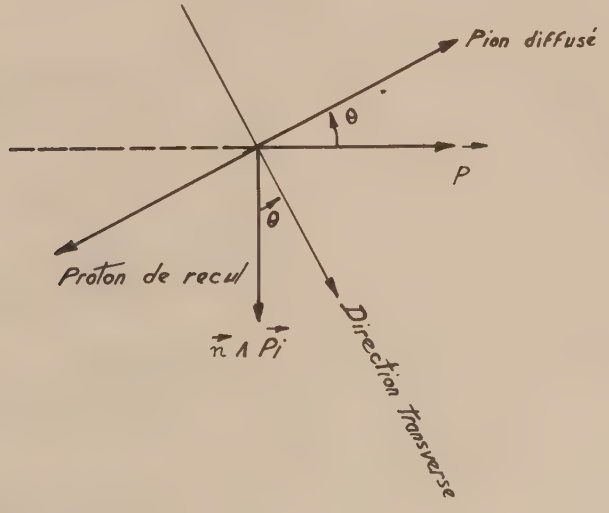
La condition $\vec{P_i} \cdot \vec{n} = o$ signifie que la polarisation du nucléon cible $\vec{P_i}$ doit se situer dans le plan de la réaction. Expérimentalement, l'asymétrie de la diffusion proton carbone mesure la polarisation transverse du proton. Cette polarisation transverse (lorsque $\vec{P_i}$ est dans le plan de réaction) a une composante normale au plan de réaction dont la valeur est de $2\mathcal{I}mfg^* / (|f|^2 + |g|^2)$. Cette composante entraîne une asymétrie droite-gauche dans le plan de réaction. La composante transverse dans le plan de la réaction provoque une asymétrie haut-bas par rapport à ce plan après diffusion sur le noyau analyseur. Cette composante transverse dépend de $\vec{P_i}$.



a) $\vec{P_i}$ est parallele à la direction du pion incident

D'après la figure ci-dessous et la relation (7), la polarisation transverse s'écrit :

$$\vec{P_i} \; (a \sin\theta + r \cos\theta)$$



on pose : $A = a \sin\theta + r \cos\theta$

b) $\vec{P}_i$ est perpendiculaire à la direction du pion incident

La polarisation transverse du proton de recul dans ce cas s'écrit :

$$| \vec{P}_i | (a \cos\theta - r \sin\theta)$$

on pose :

$$R = a \cos\theta - r \sin\theta$$

* *

*

BIBLIOGRAPHIE

[1] P. BAREYRE, C. BRICMAN, M.J. LONGO, G. VALLADAS, G. VILLET, G. BIZARD, J. DUCHON, J.M. FONTAINE, J.P. PATRY, J. SEGUINOT, J. YONNET, Phys. Rev. Letters **14,** 198 et 878 (1965).

[2] C.B. CHIU, Thèse, Berkeley 1965, Rapport UCRL 16209.

[3] P.M. OGDEN, D.E. HAGGE, J.A. HELLAND, M. BANNER, J.F. DETOEUF, J. TEIGER, Phys. Rev. **137,** B 1115 (1965).

[4] A. DONNACHIE, J. HAMILTON, Phys. Rev. **138,** B 678 (1965).

[5] P. BAREYRE, C. BRICMAN, A.V. STIRLING, G. VILLET, Phys. Letters **18,** 342 (1965).

[6] P. AUVIL, C. LOVELAGE, A. DONNACHIE, A.T. LEA, Phys. Letters **12,** 76 (1964).

[7] J.A. HELLAND, C.D. WOOD, T.J. DEVLIN, D.E. HAGGE, M.J. LONGO, B.J. MOYER, Phys. Rev. **134,** 1062 (1964).

[8] M. GOLDWASSER, J.C. MICHAU, J. MULLIE, I E E E Transactions on Nuclear Science, Vol. NS - 12, N° 4, p. 73 (1965).

[9] R.J. CENCE, Phys. Letters **20,** 306 (1966).

[10] O. GUISAN, Thèse 3° Cycle, Orsay, 1964.

[11] L.D. ROPER, R.M. WRIGHT, B.T. FELD, Phys. Rev. **138,** B 190 (1965).

[12] W. DAVIDSON, M.L. GOLDBERGER, Phys. Rev. **104,** 1119 (1956).

[13] K.D. DRAXLER, R. HUPER, Phys. Letters **20,** 199 (1965).

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

"Théorie de la désintégration non leptonique des hypérons"

Vu et approuvé :

Paris, le 9 Février 1967

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

Marc ZAMANSKY

Vu
et permis d'imprimer :
Le Recteur de l'Académie
de Paris,

Jean ROCHE

Sonovision - Imprimerie
104, rue Castagnary - Paris-XV°
Dépôt légal n° 172 - 1967